www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 30, 1969, no. 1

In memoriam Ir. P. F. S. Otten

Op 4 januari, enkele dagen na zijn 73ste verjaardag, overleed Ir. P. F. S. Otten. Zijn loopbaan bij de N.V. Philips begon in 1924, toen hij als elektrotechnisch ingenieur in dienst trad, en werd afgesloten bij de jaarvergadering 1968, waarbij hij afscheid nam als president-commissaris. Van 1946 tot 1961 was hij president van onze N.V. Het herstel, de reorganisatie en de expansie van onze onderneming gedurende de jaren na de oorlog kwamen onder zijn leiding tot stand. Wij gaan daar niet nader op in, maar wel gevoelen wij de behoefte op deze plaats onze bewondering en erkentelijkheid uit te spreken over de wijze waarop Ir. Otten aandacht gaf aan onze researchlaboratoria en er voor zorgde dat hun ontwikkeling gelijke tred kon houden met de groei van de N.V., hoewel hij zelf niet in de eerste plaats technicus maar voor alles ondernemer was.

De buitenwereld kende zijn briljant enthousiasme, dat het gevaar in zich borg bij tijd en wijle te exuberant te worden, maar besefte nauwelijks de ware grootheid van zijn leiderschap. Ir. Otten bezat als weinig anderen het vermogen aandachtig en kritisch te luisteren voor hij zijn beslissingen nam — een verrassende eigenschap bij een man met zijn koortsachtige energie. Hij was iemand van wie wij gemakkelijk een terechtwijzing konden aanvaarden, omdat deze wel scherp en duidelijk, maar altijd objectief was. Daarom was ook een woord van lof uit zijn mond voor ons van uitzonderlijke betekenis.

Ir. Otten zal in onze herinnering blijven voortleven als een man van contrasten: ongeduldig stuwend en rustig analyserend, scherp hekelend en rechtvaardig oordelend, maar altijd bezield door plichtsbesef en toewijding, kortom als een groot man.

H. B. G. Casimir

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een vliegwiel voor stabilisatie van ruimtevoertuigen

J. P. Reinhoudt

In het verleden heeft men wel eens een tol, in een kolossale uitvoering, toegepast voor de stabilisatie van zeeschepen, om de passagiers te vrijwaren van zeeziekte. Dezelfde stabiliserende werking wil men thans, in verfijnde vorm en met ander oogmerk, toepassen voor onbemande ruimteschepen.

Van een ruimtevoertuig wordt meestal geëist dat het tijdens de beweging in zijn baan een bepaalde stand inneemt en deze met een bepaalde precisie handhaaft. Het kan er b.v. om begonnen zijn dat een telescoop of een antennesysteem aan boord van het voertuig nauwkeurig gericht blijft op een ster resp. een op de aarde gestationeerde zender of ontvanger — met name geldt dit voor communicatiesatellieten.

De stabilisatie van de stand kan worden bewerkstelligd door een zg. actieve standregeling (de eveneens voorkomende passieve regeling, waarbij krachtenvelden in de ruimte te hulp worden genomen, laten we buiten beschouwing). Hierbij wordt doorlopend met een waarnemingssysteem de stand van het voertuig bepaald; constateert het systeem dat een ontoelaatbaar grote afwijking is ontstaan, als gevolg van de op het ruimtevoertuig werkende storende koppels, dan wordt — b.v. met hulpraketten — de stand gecorrigeerd.

Nu fluctueren de bedoelde storende koppels in het algemeen vrij sterk, maar zij hebben relatief kleine gemiddelde waarden. Het is daardoor mogelijk de stand reeds in hoge mate te fixeren met behulp van het toleffect: voorziet men het ruimtevoertuig van een roterend, vast in het voertuig gelagerd, vliegwiel, dan krijgt het geheel een zekere, met het impulsmoment van het vliegwiel evenredige, stijfheid tegen standveranderingen. De standvariaties door de fluctuaties in de storingen worden daardoor afgevlakt, zodat het regelsysteem alleen het effect van het gemiddelde van de storingen behoeft te corrigeren. Een ander voordeel is dat de fout in de stand niet hoog zal oplopen ook al is het waarnemingssysteem op bepaalde delen van de baan onwerkzaam (b.v. tijdens het doorlopen van de aardschaduw).

Ir. J. P. Reinhoudt, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

De fixatie van de as van het vliegwiel in de ruimte laat voor het voertuig nog een draaiing om deze as toe. Voor het gericht houden van de in het begin vermelde telescoop of antenne zal het nodig zijn, de stand ook wat deze vrijheidsgraad betreft voortdurend te corrigeren. Dit kan men doen door gebruik te maken van de reactiekoppels die optreden als men de hoeksnelheid van het vliegwiel vergroot of verkleint. Een tweede, grover, systeem, werkend met hulpraketten, moet er dan voor zorgen dat deze hoeksnelheid op den duur niet te groot of te klein wordt.

In hetgeen volgt willen wij niet ingaan op het probleem van de stabilisatie als zodanig [1], maar op de constructie van het vliegwiel dat voor de stabilisatie moet dienen.

Bij nadere beschouwing ziet men al spoedig dat het centrale probleem van de vliegwielconstructie (letterlijk en figuurlijk) zit in de *lagering*. De voordelen van een actieve standregeling met behulp van een vliegwiel komen nl. vooral tot hun recht bij ruimtevoertuigen die zeer lange tijd moeten functioneren — maar dan moet het vliegwiel dus ook buitengewoon bedrijfszeker zijn, en hiervoor is de lagering het meest kritieke punt. Voor communicatiesatellieten denkt men al aan levensduren van 5 jaar! Gedurende deze zeer lange tijd mogen de lagers geen merkbare slijtage vertonen, terwijl ze bovendien bestand moeten zijn tegen de zeer grote versnellingen en sterke trillingen waaraan zij bij de lancering van het ruimtevoertuig worden blootgesteld.

In het Philipslaboratorium te Eindhoven zijn uitvoerige onderzoekingen verricht waarbij is gebleken dat voor het beschreven doel een *met vet gesmeerd hydrodynamisch lagersysteem* uitermate geschikt is. Bij hydrodynamisch gesmeerde lagers („zweeflagers") worden de loopvlakken tijdens de rotatie volledig door een dunne laag smeermiddel gescheiden, zodat geen mechanische slijtage optreedt [2] en een zeer lange levensduur kan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden bereikt. Vet als smeermiddel heeft daarbij ten opzichte van olie of gas nog belangrijke voordelen. Bij smering met gas kan er bij het op gang brengen van het wiel nog geen sprake zijn van „zweven", zodat het starten moeilijkheden kan veroorzaken; bovendien kan een met gas gesmeerd lager gemakkelijk schade oplopen bij de lancering van het ruimtevoertuig. Bij smering met olie is principieel niet te voorkomen dat het smeermiddel in de rusttoestand (het op gang brengen van het vliegwiel geschiedt pas na de lancering) uit de lagers weglekt. Vet is vrij van deze euvels: het blijft door zijn consistentie in het lager, door zijn bufferwerking is lagerbeschadiging bij de lancering vrijwel uitgesloten, het nodige startkoppel is niet veel groter dan het kleine wrijvingskoppel bij normaal draaien, en men kan de lagers zo construeren dat het vet ook niet hieruit kan weglekken bij roterend wiel, zodat de lagers nooit behoeven te worden nagesmeerd. In dit opzicht zijn in dit laboratorium met de smering met vet zeer gunstige ervaringen opgedaan [3].

Enkele van de genoemde factoren maken dat een lagering met *kogellagers* ons minder geschikt lijkt. Het gevaar van lagerbeschadiging bij de lancering is hier allerminst denkbeeldig, en de levensduur bij onafgebroken werking is moeilijk voldoende nauwkeurig te voorspellen: het ziet ernaar uit dat een levensduur van verscheidene jaren met kogellagers slechts bereikt zal kunnen worden bij een relatief laag toerental, en dat daarbij de totale massa van het vliegwielsysteem veel groter zal uitvallen dan voor het door ons ontworpen systeem.

Het uitgangspunt voor de *dimensionering* van het vliegwiel is het impulsmoment H, waarvoor op het ogenblik waarden van 10 tot 30 Nms worden geëist. Uit de formule

$$H = \text{const.} \times mR^2\omega \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

ziet men dat bij voorgeschreven H de massa m van het vliegwiel klein kan worden gehouden — wat uiteraard gewenst is — door de (effectieve) straal R en/of de hoeksnelheid ω groot te kiezen. Beide maatregelen hebben echter tot gevolg, zoals we nog zullen bespreken, dat meer vermogen en dus een zwaardere energiebron voor het aandrijven van het wiel nodig is. Bij grotere R wordt bovendien ook het huis waarin het wiel draait groter en zwaarder. Men moet derhalve R en ω zodanig kiezen dat de *totale* massa van vliegwiel, huis en aandrijfapparatuur met energiebron een minimum bereikt.

Verschillende vormen van vliegwiel en lagers zijn door ons ontworpen en uitgevoerd. *Fig. 1* geeft een vereenvoudigde doorsnede van een ontwerp voor een impulsmoment van 20 Nms, bij een gunstigste toerental van 1600 omw/min. Het wiel draait om een aan één zijde ingeklemde as. De aandrijving geschiedt door een elektromotor, waarvan de rotor een geheel vormt met de naaf van het wiel. Het wiel met lagering en motor bevindt zich in een huis dat is gevuld met helium onder lage druk (0,1 bar). De constructie met eenzijdig ingeklemde as heeft het voordeel dat het huis relatief licht

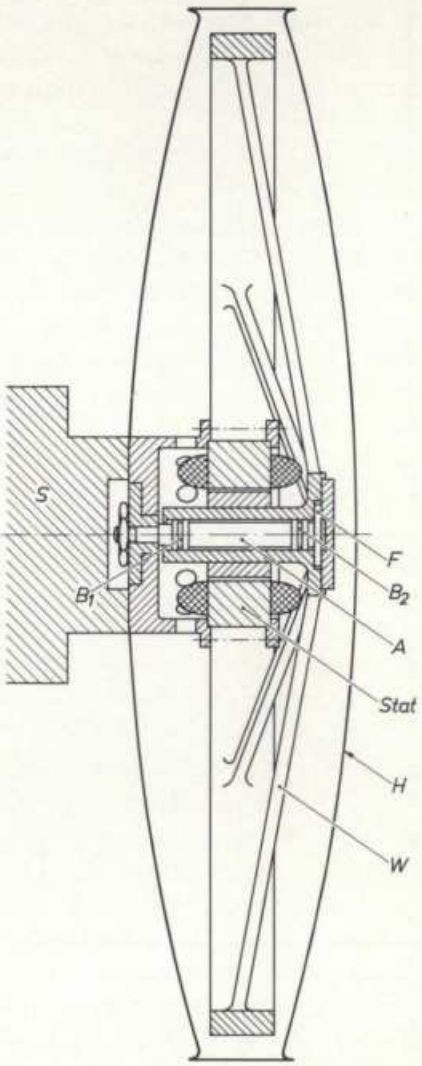


Fig. 1. Schematische doorsnede van een vliegwiel, ontworpen voor een impulsmoment van 20 Nms bij een optimaal toerental van 1600 omw/min. *A* vaststaande as, die aan één zijde is bevestigd aan de hoofdmassa *S* van het ruimtevoertuig. *W* vliegwiel. *H* huis. *Stat* stator van elektromotor. De flens *F* vormt de axiale lagering in beide asrichtingen, B_1 en B_2 zijn de radiale lagers, alle bestemd voor smering met vet.

[1] Over dit probleem vindt men uitvoeriger beschouwingen b.v. in S. Glasstone, Source book on the space sciences, Van Nostrand, Princeton 1965, blz. 206-228.

[2] Het principe van deze lagers („zweeflagers") is besproken in E. A. Muijderman, Nieuwe lagervormen: gaslager en spiraalgroeflager, Philips techn. T. **25**, 296-316, 1963. Zie ook E. A. Muijderman, Spiral groove bearings, diss. Delft 1964.

[3] Voor een speciale uitvoering, zie G. Remmers, Met vet gesmeerd spiraalgroeflager voor doorgaande as, Philips techn. T. **27**, 130-131, 1965/66.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kan worden gemaakt: het heeft geen dragende functie maar levert alleen de hermetische afsluiting, die nodig is wanneer men vermijden wil dat het vliegwiel langdurig in vacuüm moet functioneren.

Van de elektromotor wordt uiteraard eveneens een zeer lange levensduur geëist, verder een voldoende groot startkoppel, een hoog rendement (ter beperking van het gewicht van de nodige energiebron) en een goede regelbaarheid (in verband met de hierboven vermelde hoeksnelheidsveranderingen voor het te niet doen van draaiingen van het ruimtevoertuig om de vliegwielas). Een motor die deze eigenschappen in hoge mate bezit wordt in een afzonderlijk artikel in dit nummer beschreven [4].

We komen nu tot een nadere bespreking van de lagering van het vliegwiel.

Voor het opnemen van *axiale* krachten bevindt zich aan het einde van de vaststaande as een flens (*F* in fig. 1), waarop aan beide zijden een patroon van spiraalgroeven is aangebracht die door hun hydrodynamische werking voor de nodige draagkracht zorgen [2]. Deze axiale lagering kan grote krachten in beide richtingen opnemen, wat nodig is om het vliegwiel op aarde te kunnen beproeven. Bij rotatie in onbelaste toestand is de energiedissipatie in dit lager zeer gering.

Als *radiale lagers* zijn zg. cilindrische glijlagers gebruikt. Hierbij bleken speciale maatregelen nodig om instabiliteiten in de rotatie van het vliegwiel te voorkomen. Door de toestand van gewichtloosheid nl. zullen de lagers tijdens het functioneren van het vliegwiel niet of nauwelijks belast zijn, en het is een eigenschap van cilindrische glijlagers dat ze bij te geringe belasting sterke trillingen in het systeem kunnen induceren, de zg. „$\frac{1}{2}\omega$-whirl" [5]. Zulke trillingen, die in het gehele ruimtevoertuig voelbaar zouden worden, zijn uiteraard ongewenst voor de hierin aanwezige apparatuur en kunnen ook een beschadiging van de lagers veroorzaken. De instabiliteit kan worden voorkomen door de glijlagers kunstmatig met een bepaalde „voorspankracht" te belasten. We kunnen hier niet dieper op ingaan maar volstaan met de opmerking dat het stabiliserende effect daaraan te danken is dat zich bij de rotatie een evenwicht instelt waarbij de as een enigszins *excentrische* positie in de cilindrische lagerbus inneemt (onafhankelijk ervan wie van de twee roteert). Omgekeerd kan men zeggen dat zulk een positie een zekere voorspankracht op het lager tot gevolg heeft, die even goed in de toestand van gewichtloosheid optreedt. We hebben nu het radiale lager aan elk uiteinde van de as opgebouwd uit *twee* lagersecties die als het ware een *ingebouwde excentriciteit* bezitten; zie *fig. 2*. Ieder van deze twee lagersecties produceert een voorspankracht tussen as en lagerbus, die als belasting van de andere sectie werkt, terwijl buiten het lager geen krachten gevoeld worden dank zij de tegengestelde oriëntering van de beide excentriciteiten. Op deze wijze is het ons gelukt de trillingsneiging van het systeem geheel te onderdrukken.

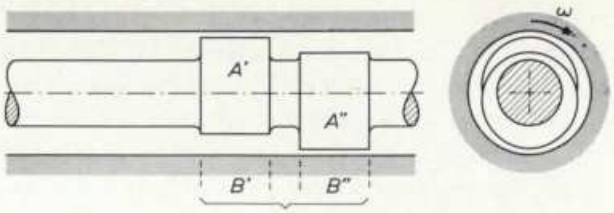


Fig. 2. Elk der radiale lagers bestaat uit *twee* secties *B'*, *B''*, waarin het bijbehorende gedeelte *A'* resp. *A''* van de as met een zekere, voor de twee secties tegengestelde, excentriciteit is geplaatst (hier zeer sterk overdreven getekend). Hierdoor wordt de trillingsneiging van het lager in gewichtloze toestand onderdrukt.

We hebben reeds opgemerkt dat bij stilstaand wiel het vet door zijn consistentie niet uit de lagering zal weglekken. Bij roterend wiel gedraagt het vet zich meer als een vloeistof, waardoor smeermiddelverlies zou kunnen optreden, althans aan de zijde waar de as is ingeklemd; aan de andere zijde is de lagerconstructie geheel gesloten (zie fig. 1). Dit verlies wordt voorkomen door een soort *centrifugaalafdichting*. Hiertoe is de as aan de inklemzijde getrapt uitgevoerd, en de naaf van het roterende wiel vormt hier met de as een kamer *k*; zie *fig. 3*. Het vet in deze kamer gaat met het wiel meeroteren en wordt door de centrifugale kracht weggeslingerd van de as; weglekken door de spleet *l* wordt aldus vermeden. Bovendien fungeert *k* als voorraadkamer: een eventueel tekort aan vet tussen de eigenlijke loopvlakken wordt van hieruit aangevuld.

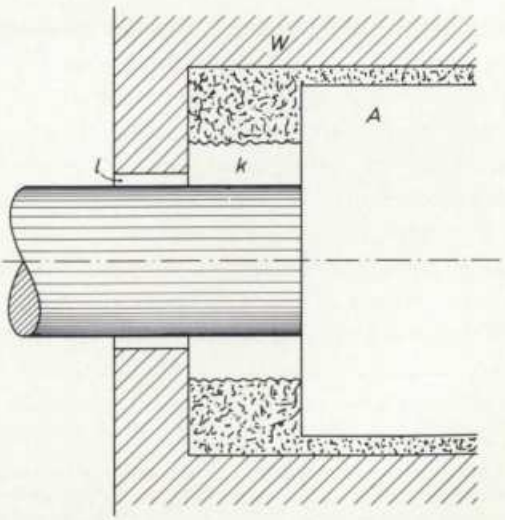


Fig. 3. Centrifugaalafdichting van het cilindrische lager. Door de constructie met kamer *k* kan bij roterend wiel *W* het vet niet uit de spleet *l* weglekken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een andere oorzaak waardoor bij jarenlang werken van het vliegwiel geleidelijk vet uit de lagers zou kunnen verdwijnen, is de verdamping van het vrije smeermiddeloppervlak in de kamer k. Hiervoor behoeft men alleen beducht te zijn als er condensatie op een koudere plaats in het hermetisch afgesloten huis van het vliegwiel kan optreden. Daar echter alle bij de rotatie ontwikkelde warmte (in de motor, in de lagers, in de gasatmosfeer) via de vastgeklemde as naar de hoofdmassa van het ruimtevoertuig wordt afgevoerd, of met andere woorden, daar deze as en de kamer k zich in de warmtestroom dicht bij de als koeling (heat sink) fungerende hoofdmassa bevinden, is het mogelijk ervoor te zorgen dat deze kamer tevens de koudste plaats van het gehele systeem wordt.

We kunnen nu de dimensionering en de boven vermelde minimumvoorwaarde wat nader beschouwen. Ter compensatie van de energieverliezen in de lagers en in de gasatmosfeer is een totaal vermogen P_t vereist. Dit kan worden verkregen b.v. uit zonnebatterijen, evtl. gecombineerd met een accubatterij. De massa van deze energiebron kan evenredig met P_t worden gesteld, dus αP_t, waarbij α van de orde van 0,5 kg/W is. Noemen we de massa van het huis m_h en die van het vliegwiel m (zie verg. 1), dan moet nu de som

$$m + m_h + \alpha P_t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

minimaal worden gemaakt door een goede keuze van de parameters, met name het toerental (ω) en de wieldiameter (R). Om dit minimum te kunnen bepalen — hetgeen wegens de talrijke betrekkingen tussen de diverse grootheden alleen met een computer mogelijk is —, moet bekend zijn op welke wijze de verliezen in motor, lagers en gasatmosfeer van de parameters afhangen.

Doordat de wrijvingsverliezen in de hydrodynamisch gesmeerde lagers zo gering zijn, spelen hier de gaswrijvingsverliezen, ondanks de lage druk in het huis, een relatief belangrijke rol. Deze verliezen nemen sterk toe met de wieldiameter. Een rechtstreekse meting ervan aan het vliegwiel zou zeer omslachtig en tijdrovend zijn, het bleek echter mogelijk, door gebruik te maken van modelregels uit de stromingsleer, de gaswrijvingsverliezen als functie van diameter en toerental te bepalen met behulp van een *in olie* roterend wiel [6]. In *fig. 4* zijn de aldus gevonden gaswrijvingsverliezen en de lagerverliezen voor het beschreven vliegwiel van fig. 1, met gegeven impulsmoment H en effectieve straal R, als functie van het toerental uitgezet (het motorrendement hangt bij de genoemde elektromotor [4] weinig af van het toerental, zodat de motorverliezen in de constante α verdisconteerd kunnen worden). Verder zijn uitgezet de uit (1) volgende massa van het wiel en de som (2), gebaseerd op $\alpha = 0{,}5$ kg/W. Men ziet dat het optimale toerental bij 1800 omw/min ligt. (In werkelijkheid kan α nog iets groter worden gesteld, men komt dan tot het eerder genoemde toerental van 1600 omw/min — voor R is in fig. 4 reeds de uit de berekening met de computer gevonden gunstigste waarde aangenomen.)

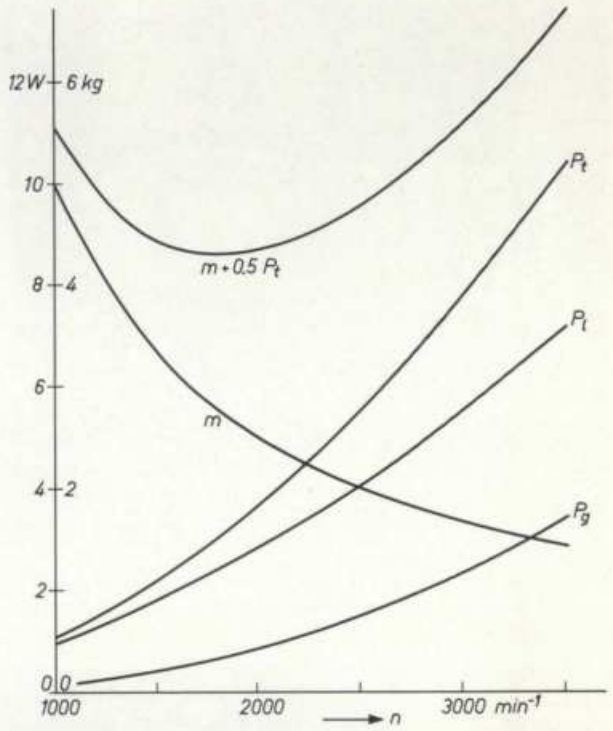


Fig. 4. Voor het beschreven vliegwiel, met impulsmoment H = 20 Nms en een effectieve straal van ongeveer 20 cm, zijn als functie van het toerental n uitgezet de vereiste vliegwielmassa m, de lagerverliezen P_l, de gaswrijvingsverliezen P_g, hun som P_t, en de som van vliegwielmassa en massa αP_t van de vereiste energiebron, met de waarde ½ kg/W voor de constante α. De laatste kromme blijkt een minimum te bereiken bij n = 1800 omw/min.

In het kader van het onderzoek hebben wij een aantal lagerconstructies vervaardigd en beproefd. Het vliegwiel was daarbij voorlopig vervangen door een cilindrische rotor met dezelfde massa (om dezelfde belasting van de lagers te realiseren). De rotor werd aangedreven door een luchtturbine. Twee van dergelijke proefopstellingen, met loodrecht opgestelde vaste as, zijn te zien in *fig. 5*. In de linker opstelling kan het gewicht van de rotor geheel worden gedragen door een afzonderlijk, onder de as aangebracht luchtlager; hierdoor kan het gedrag van onze lagering in gewichtloze toestand wor-

[4] W. Radziwill, Een zeer efficiënte kleine gelijkstroommotor met elektronische commutatie, Philips techn. T. **30**, 7-12, 1969 (no. 1).

[5] Over deze trillingen, zie B. Sternlicht en N. F. Rieger, Rotor stability, in: Lubrication and Wear (Proc. Instn. Mech. Engrs. **182**, Part 3A), blz. 82-99, 1967/68.

[6] Dit onderzoek, uitgevoerd in dit laboratorium door ir. J. van der Hilst en H. J. W. M. Volman, zal elders worden gepubliceerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

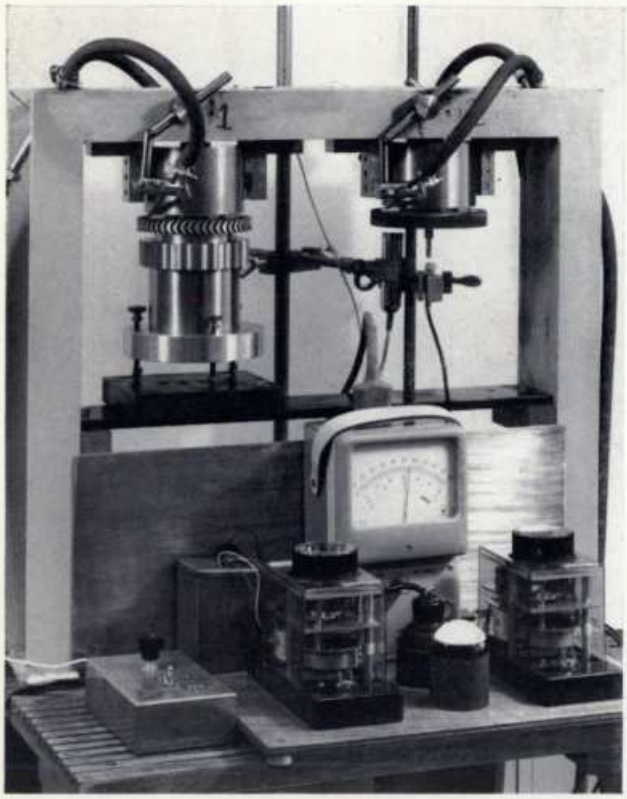


Fig. 5. Een der proefopstellingen met twee lagersystemen. Bij het linker systeem kan de gewichtloze toestand worden gesimuleerd.

den gesimuleerd. De vaste as is in *fig. 6* afgebeeld. Op de flens aan het eind ziet men de spiraalgroefpatronen van de axiale lagering; de twee radiale lagers, ieder bestaande uit twee secties (de excentriciteit is zo gering dat ze aan het blote oog ontgaat) worden ingesloten door twee schroefvormige pomppatronen, die dienen voor de juiste drukhuishouding in het lager.

De lagering, die geschikt is voor een vliegwiel met een impulsmoment tot 30 Nms, bleek — in overeenstemming met de berekeningen — in onbelaste toestand 2 tot 4,5 watt te dissiperen, afhankelijk van de viscositeit van het gebruikte vet, en in belaste toestand (d.w.z. zonder compensatie van de zwaartekracht) 3 tot 6 watt.

Om te controleren of de rotatie stabiel was, werd de verplaatsing van de rotorhartlijn in twee richtingen loodrecht op de ashartlijn gemeten. Tevens werd de elektrische weerstand tussen de rotor en de ingeklemde as gemeten, om te controleren of er een ongewenst metallisch contact tussen de lageroppervlakken optrad; reeds vanaf ca. 10% van het normale toerental bleek zulk een contact, dat bij stilstand in zekere mate aanwezig is, geheel te zijn verbroken. Gedurende de experimenten werd vele malen gestart en gestopt; na demontage vertoonden de lagers generlei beschadigingen.

Op het ogenblik is een verder ontwikkeld vliegwiel volgens de beschreven principes in aanbouw.

Fig. 6. De vaststaande as, met axiale lagering (flens met spiraalgroefpatroon aan beide kanten) en twee radiale lagers, ieder uit twee delen bestaande. Schroefpatronen rechts en links zorgen voor de juiste druk van het smeermiddel in de lagers.

Samenvatting. De stijfheid die een roterend vliegwiel bezit tegen standveranderingen van zijn rotatie-as kan met voordeel worden gebruikt voor het stabiliseren van de stand van een ruimtevoertuig, b.v. voor het gericht houden van de antennes van een communicatie-satelliet. Voor zulk een vliegwiel, dat jarenlang betrouwbaar moet werken, is een met vet gesmeerd hydrodynamisch lagersysteem bijzonder geschikt. Het heeft zeer geringe wrijvingsverliezen, is vrij van slijtage, vereist geen groot startkoppel, behoeft bij geschikte uitvoering geen na-smering en is bestand tegen de grote versnellingen en trillingen bij het lanceren van het ruimtevoertuig. In het Philipslaboratorium te Eindhoven is op deze grondslag een trillingsvrije lagering ontwikkeld voor een vliegwiel met een impulsmoment tot 30 Nms, bij een gunstigste, met de computer berekend, toerental van 1600 omw/min.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Een zeer efficiënte kleine gelijkstroommotor met elektronische commutatie

W. Radziwill

De toepassing van elektronische hulpmiddelen heeft niet alleen tot nieuwe technieken geleid, die hun stempel op onze hele beschaving drukken, zoals radio, televisie enz., maar de invloed hiervan begint nu ook het gezicht van de klassieke elektrotechniek te veranderen. Omzetters, motoren en andere elementen krijgen door deze hulpmiddelen een grotere flexibiliteit en soms aanzienlijk betere eigenschappen.

De commutator van een conventionele gelijkstroommotor kan worden opgevat als een systeem van bestuurde schakelaars waarmee de op de ankerwikkelingen gezette spanning naar gelang van de stand van de rotor telkens wordt omgepoold. Daar de lamellen van de collector een vaste stand hebben ten opzichte van de wikkelingen van het roterende anker, en de borstels een vaste stand ten opzichte van de polen van de stator, is een omschakeling op de juiste tijdstippen verzekerd.

Bij kleine snellopende machines beperkt de slijtage door wrijving en vonken de levensduur van de commutator onder normale omstandigheden tot enige duizenden uren, in een verdunde atmosfeer eventueel tot enkele minuten. Een langere levensduur zonder onderhoud wordt mogelijk indien men elektronische schakelelementen in plaats van de mechanische commutator toepast. Voor het besturen van deze schakelaars in de juiste faze moet dan echter aan de motor een inrichting worden toegevoegd waarmee de stand van de rotor zonder mechanisch contact kan worden bepaald; de verkregen informatie moet tot een geschikt stuursignaal worden verwerkt.

Schakelsystemen van deze soort, zg. elektronische commutators, gebaseerd op b.v. optische of magnetische methodes voor het opnemen van de stand van de rotor, kent men al sinds enige tijd [1]. Steeds kan daarbij duidelijk onderscheid worden gemaakt tussen de standopnemer met informatieverwerking enerzijds en de eigenlijke commuteerschakeling die het vermogen stuurt anderzijds. Daarmee bestaat in principe ook de mogelijkheid het schakelen van de wikkelingen helemaal niet door een standopnemer, dus afhankelijk van de stand van de rotor, te laten uitvoeren, maar door een stuurschakeling waarvan men de werking door geheel willekeurige parameters kan laten bepalen. De problemen die hiermee samenhangen zijn in het Philipslaboratorium te Aken de laatste zes jaar uitvoerig onderzocht. We beperken ons hier tot de elektronische commutatie afhankelijk van de rotorstand, overeenkomstig de grondgedachte van de klassieke gelijkstroommotor, die in de techniek dank zij zijn goede regelbaarheid en zijn grote aanloopkoppel vanouds een belangrijke plaats inneemt.

Onze onderzoekingen betreffende de commuteerschakeling en het ontwerp van de motor waren er vooral op gericht een zo hoog mogelijk rendement te bereiken. Het is hierbij gelukt de bij normale motoren (met vermogens in de orde van enkele watts) verkregen waarden van 30 à 50% aanzienlijk te overtreffen. Een der resultaten van ons werk is de in het onderstaande beschreven motor, die voor een nominaal vermogen tot ca. 20 W kan worden geconstrueerd en waarmee voor het totale rendement waarden tot 80% zijn bereikt. In *fig. 1* is een experimentele uitvoering van een dergelijke motor met bijbehorend stuursysteem afgebeeld.

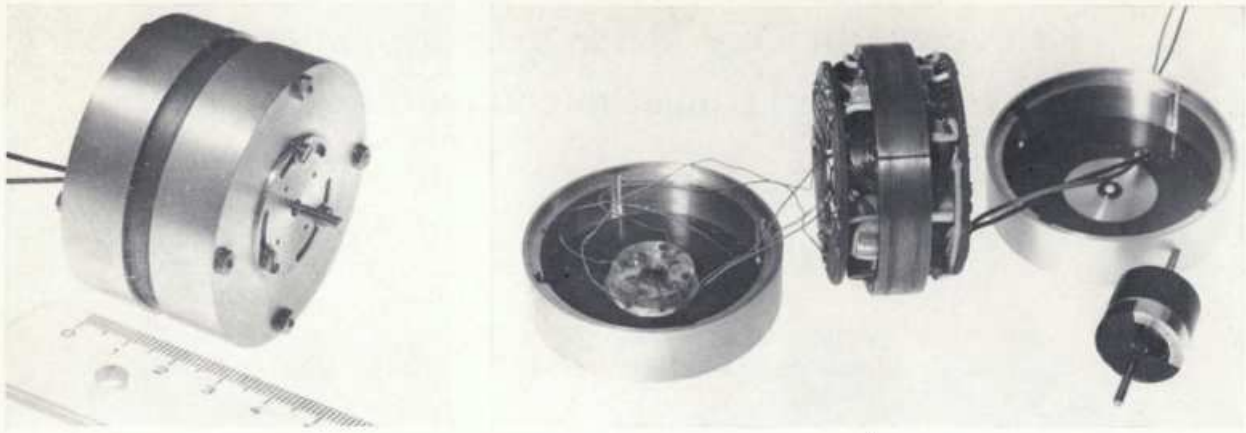
De belangrijkste toepassingsmogelijkheden voor deze motoren liggen wel (althans voorlopig) op het gebied van lucht- en ruimtevaart, waar het speciaal aankomt op grote betrouwbaarheid en buitengewoon lange levensduur zonder onderhoud. Ook het voordeel van het zeer hoge totale rendement kan op dit gebied beslissend zijn, aangezien hierdoor een belangrijke gewichtsbesparing bij de energiebron mogelijk wordt; het

Dipl.-Ing. W. Radziwill, medewerker van het laboratorium Aken van Philips Zentrallaboratorium GmbH.

[1] Zie b.v. Philip A. Studer, Development of a brushless d.c. motor for satellite application, NASA Technical Note D-2108, 1964, en W. Yates en R. E. Skamfer, Brushless d.c. torque motor, NASA-CR-59771, 1964.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



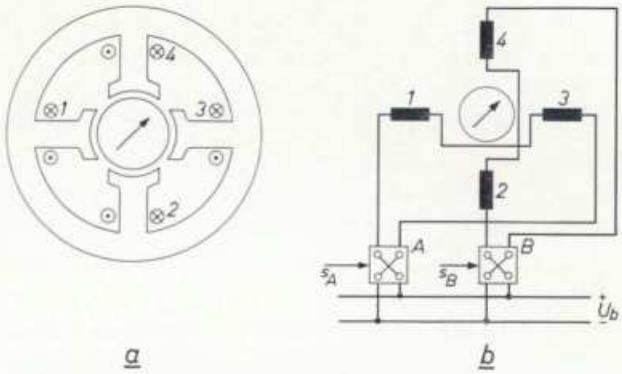
a *b*

Fig. 1. *a*) Een experimentele uitvoering van de gelijkstroommotor zonder borstels, volledig gemonteerd. In (*b*) ziet men in het midden de stator; de hierop aan weerskanten bevestigde plaatjes dragen de gehele elektronische schakeling (fig. 4, 6 en 8). Rechts vooraan de rotor.

gewicht van de motor met zijn stuursysteem is niet noemenswaard groter dan dat van zijn voorloper met borstels. Een interessante toepassingsmogelijkheid op het genoemde gebied zien wij in de aandrijving van een vliegwiel met toerentalregeling voor het stabiliseren van een ruimtevaartuig, zoals in een ander artikel in dit nummer wordt beschreven [2]. De rotor kan met het vliegwiel als één geheel worden geconstrueerd, hetgeen bijzonder gunstig is voor de beperking van gewicht en afmetingen.

De in fig. 1 getoonde uitvoering van de motor komt overeen met de gebruikelijke uitvoering van een vierazen-synchroonmotor met tweepolige permanentmagnetische rotor. Dit is te zien in de schematische voorstelling *fig. 2*: in tegenstelling tot de klassieke getlijkstroommotor roteert hier het bekrachtigende veld ferwijl het bewikkelde anker stilstaat. Als magneetmateriaal wordt het anisotrope keramische materiaal ferroxdure 330 k gebruikt, dat een betrekkelijk grote remanente inductie bezit en vooral het voordeel heeft van een zeer grote coërcitie. Hierdoor is het ongevoelig voor de sterke ontmagnetiserende velden van het anker bij het aanlopen. De rotor is gemagnetiseerd in de richting van een diameter, waardoor een bij benadering sinusvormige verdeling van de inductie over de omtrek wordt verkregen. De respectievelijk in serie geschakelde ankerwikkelingen *1-3* en *2-4* zijn op twee gescheiden schakelbruggen aangesloten (fig. 2*b*), die de eigenlijke commuteerschakeling vormen. Deze zal hieronder uitvoerig worden besproken. Eerst beschrijven we nu het principe van de door ons ontwikkelde standopnemer, die in *fig. 3* is geschetst.

In een houder die vast verbonden is met de stator zijn op hoekafstanden van 90° rondom de as vier kleine



a *b*

Fig. 2. *a*) Schematische configuratie van de gelamelleerde stator en de permanentmagnetische rotor, waarbij de wikkelrichting van de ankerwikkelingen *1 . . . 4* is aangeduid. De pijl geeft de richting aan waarin de rotor is gemagnetiseerd.
b) Aansluiting van de ankerwikkelingen op twee schakelbruggen *A*, *B* (schematisch). Door signalen s_A, s_B die afkomstig zijn van de standopnemer (of van buiten de motor) worden de bruggen zodanig bestuurd dat zij de batterijspanning U_b in het gewenste schakelpatroon op de wikkelingen zetten.

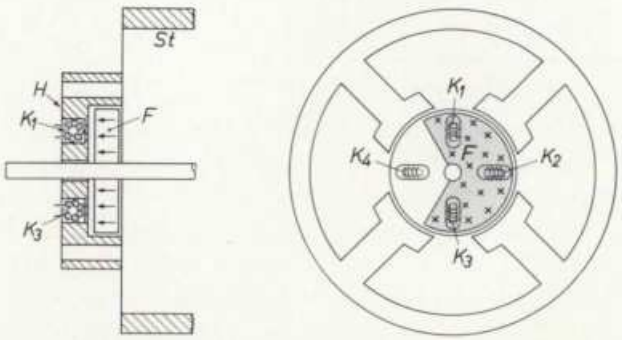


Fig. 3. De standopnemer. In een houder *H* van kunststof, die op de stator *St* is bevestigd, zijn vier bewikkelde ferrietringkernen $K_1 \ldots K_4$ ondergebracht. Hierlangs roteert een op de motoras gemonteerde sector *F* van ferroxdure, die in axiale richting is gemagnetiseerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ferriet-ringkernen aangebracht, die ieder een wikkeling van enkele windingen dragen. Op de as is een cilindersector van ferroxdure 330 k bevestigd, dat *axiaal* is gemagnetiseerd. Naar gelang van de stand van de rotor zijn de ringkernen al of niet aan het magneetveld van de sector blootgesteld. De *B-H*-kromme van het ferrietmateriaal van de kernen bezit een scherpe overgang naar de verzadiging. In het magneetveld van de cilindersector zijn de kernen verzadigd, waarbij de differentiële permeabiliteit μ_d zeer klein is, terwijl μ_d buiten dit magneetveld een zeer hoge waarde aanneemt. Dienovereenkomstig varieert de zelfinductie van het op de ringkern gewikkelde spoeltje tussen een zeer lage en een zeer hoge waarde, naar gelang van de stand van de rotor. De overgang van de ene naar de andere toestand is buitengewoon steil.

De toestand van iedere ringkern wordt ongeveer 18 000× per seconde afgetast. De hiervoor gebruikte schakeling is afgebeeld in *fig. 4*. In de periodes waarin de uni-junction-transistor niet geleidt — d.i. telkens gedurende ca. 50 µs — worden de vier condensatoren geladen (*fig. 5a*) via de relatief grote weerstand *R*. De zelfinductie van de ringkernspoeltjes heeft hierop vrijwel geen invloed. Is de piekspanning van de transistor bereikt, dan wordt diens emissordiode gedurende ca. 5 µs geleidend, zodat gedurende deze korte tijd de spanning van de condensator geheel op de spoel staat,

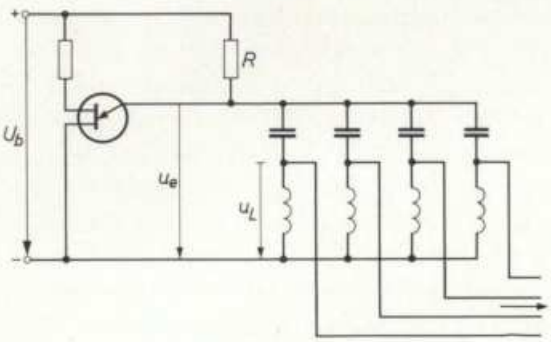


Fig. 4. Oscillatorschakeling voor het aftasten van de magnetiseringstoestand van de vier ringkernen.

tenzij de ringkern verzadigd is. In dat geval nl. vormt de spoel een kortsluiting met zeer geringe weerstand, d.w.z. de spanning blijft nul. Zo lang de kern niet verzadigd is, treedt aan de spoel na iedere niet-geleidende periode van de transistor, dus 18 000× per seconde, de spanningspiek van telkens 5 µs op (met een uittrilverschijnsel, dat er hier niet toe doet). Bij de draaiing van de rotor krijgt men dus op de verschillende ringkernspoelen blokken van hoogfrequente spanning (fig. 5*b*), waarvan de relatieve lengte ten opzichte van een omwenteling van de rotor afhangt van de hoek die

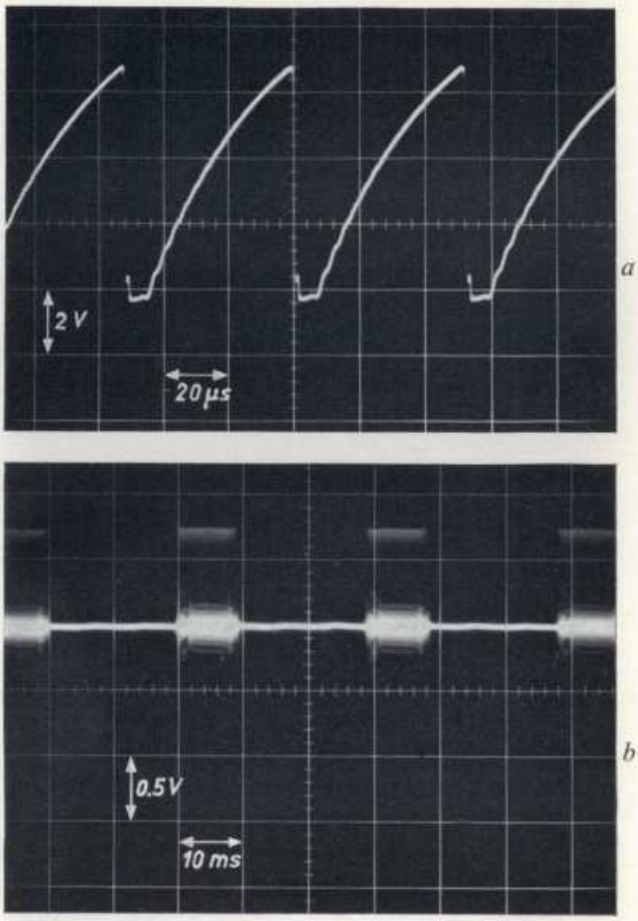


Fig. 5. *a*) Oscillogram van de hoogfrequente variatie van de emissorspanning u_e in fig. 4.
b) Oscillogram van de spanning u_L op een ringkernspoel bij roterende motor. Men ziet dat de ringkern gedurende 2/3 van iedere omwenteling is verzadigd ($u_L = 0$).

de magneetsector op de rotor beslaat. Door demodulatie kunnen hieruit vier telkens 90° in faze verschoven rechthoekige stuurspanningen met zeer steile flanken worden verkregen. De momentele waarden van deze spanningen hangen uitsluitend af van de momentele stand van de rotor.

Ten opzichte van andere thans bekende standopnemers heeft de hier beschreven oplossing een reeks voordelen. De constructie vereist geen grote precisie; de luchtspleet is niet kritisch en kan zonder meer 1 mm bedragen. De flanken van het laagfrequente stuursignaal zijn buitengewoon steil, zodat er geen verdere trappen ter fatsoenering van de impulsen nodig zijn. De inrichting is eenvoudig, ongevoelig voor schokken, vervuiling enz., behoeft generlei onderhoud en neemt maar zeer weinig vermogen op, nl. ca. 40 mW.

We bespreken nu de eigenlijke commuteerschakeling, die het vermogen aan de motor levert en die in fig. 2*b*

[2] J. P. Reinhoudt, Een vliegwiel voor stabilisatie van ruimtevoertuigen, Philips techn. T. **30**, 2-6, 1969 (no. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

symbolisch door de twee schakelbruggen *A*, *B* is aangegeven.

Ieder van deze schakelbruggen is opgebouwd uit twee *NPN*- en twee *PNP*-transistors en twee antiparallel geschakelde diodes, zie *fig. 6*. De schakelvolgorde die wij hebben gekozen — en die om theoretische en praktische redenen bijzonder geschikt is — vindt men in *tabel I*. De totale hoek 2π is in acht niet even grote ge-

Tabel I.

	T_1	T_1'	T_2	T_2'	T_3	T_3'	T_4	T_4'
δ_1	0	1	1	0	1	0	0	1
δ_2	0	1	1	1	1	0	1	1
δ_3	0	1	0	1	1	0	1	0
δ_4	1	1	0	1	1	1	1	0
δ_5	1	0	0	1	0	1	1	0
δ_6	1	0	1	1	0	1	1	1
δ_7	1	0	1	0	0	1	0	1
δ_8	1	1	1	0	1	1	0	1

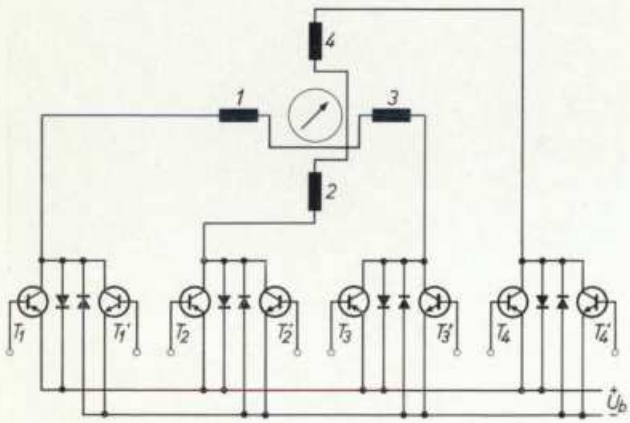


Fig. 6. Uitvoering van de balansschakelbruggen, die in de plaats van *A* en *B* in fig. 2*b* treden. Zij zijn uitgerust met *PNP*- en *NPN*-transistortrappen $T_1T_1' \ldots T_4T_4'$ en anti-parallel geschakelde diodes.

biedjes δ_i verdeeld, die de standopnemer moet kunnen onderscheiden en waarin hij de acht transistors $T_1T_1' \ldots T_4T_4'$ volgens de tabel in geleidende (0) of in niet-geleidende (1) toestand brengt. Aldus ontstaat een min of meer stapsgewijs rondgaande ankerbekrachtiging, die samen met het roterende veld van de rotor een koppel oplevert dat altijd positief is en slechts weinig met de stand van de rotor fluctueert. Aan de hoekgebiedjes δ_i geven wij de waarden $\delta_1 = \delta_3 = \delta_5 = \delta_7 = \pi/6$ en $\delta_2 = \delta_4 = \delta_6 = \delta_8 = \pi/3$. Hieraan beantwoordt de in fig. 3 reeds aangegeven uitvoering van de standopnemer, met een magneetsector die 240° beslaat. Uit de kolommen van tabel I kan nu het verloop van de aangelegde ankerspanning worden afgelezen. De wikkelingen *1* en *3* b.v. krijgen via T_1 en T_3' gedurende een draaiing van 120° van de rotor de batterijspanning U_b met de ene polariteit, worden dan ge-

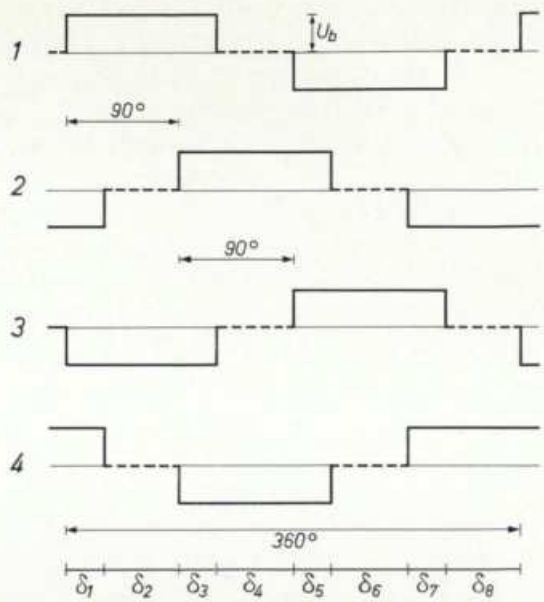


Fig. 7. Verloop van de spanning die via de schakelbruggen op de ankerwikkelingen *1* . . . *4* komt. Telkens tussen het uitschakelen en het met tegengestelde polariteit weer inschakelen is de aangelegde spanning niet gedefinieerd. Door de wijze van aansluiten van de wikkelingen (fig. 2*a*) zijn de spanningen op *1* en *3* altijd 180° onderling in faze verschoven, evenals die op *2* en *4*.

durende 60° uitgeschakeld, krijgen dan via T_1' en T_3 gedurende 120° de spanning U_b met tegengestelde polariteit, enz. In *fig. 7* is het spanningsverloop aan de wikkelingen *1* . . . *4* getekend.

We zullen hieronder zien dat deze spanningsvorm bijzonder gunstig is. Het hiervoor gekozen, in tabel I weergegeven, schakelpatroon biedt bovendien het belangrijke voordeel dat de transistors T_1 en T_3' resp. T_2 en T_4' enz. telkens gelijktijdig in- en uitgeschakeld worden en derhalve door telkens een enkele stuurtrap kunnen worden bestuurd (*fig. 8*). De demodulatie van de gemoduleerde hoogfrequente spanning geschiedt in de hier beschreven, met opzet zeer eenvoudig gehouden, schakeling via emissor en basis van de desbetreffende stuurtransistor. Voor het afvlakken van de laagfrequen-

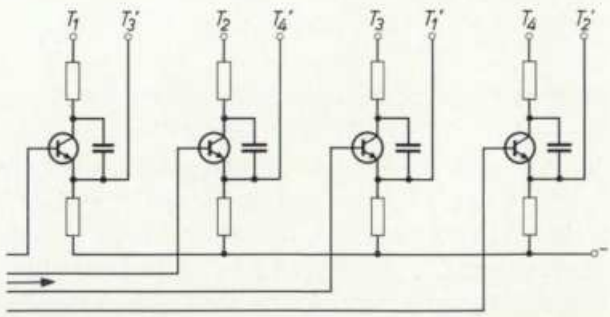


Fig. 8. Schakeling van de gecombineerde demodulator- en stuurtrappen. Dank zij het gekozen schakelpatroon voor de wikkelingen kunnen telkens twee van de vermogenstransistors $T_1T_1' \ldots T_4T_4'$ (zie fig. 6) door een gemeenschappelijke stuurtrap worden bestuurd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te stuurstroom dient een uitwendige capaciteit tussen emissor en collector, waarmee tevens de flanksteilheid van het stuursignaal kan worden beperkt, indien dit ter vermijding van radiostoringen door de transistors die het vermogen schakelen nodig mocht zijn. Verder uitzeven van de resterende hoogfrequente componenten is niet nodig, aangezien de ankerwikkeling zelf een zeer goed laagdoorlatend filter vormt.

De vorm van de spanning in fig. 7, die door de commuteerschakeling aan de ankerspoelen wordt toegevoerd, is bijzonder gunstig omdat in de stroom geen harmonischen met een door 3 deelbaar ranggetal optreden. Men kan als volgt inzien dat dit voor het bereiken van een hoog rendement zeer belangrijk is.

Van de stroom i en de geïnduceerde spanning e in ieder van de $m = 4$ ankerspoelen kunnen slechts de harmonischen met *gelijke frequentie* een bijdrage leveren tot het vermogen dat de motor afgeeft. Dit vermogen bedraagt, bij een toerental $n = \omega/2\pi$:

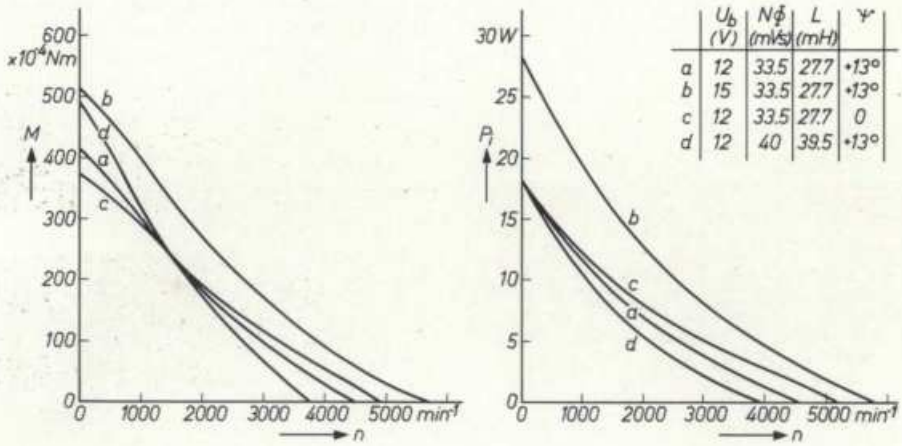
$$P_0 = \frac{m}{2\pi} \int_0^{2\pi} ei \, \mathrm{d}(\omega t), \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

en het gestelde blijkt direct als men de integrand in een reeks ontwikkelt. Daar de inductie sinusvormig over de omtrek van de rotor is verdeeld, krijgt men bij constante hoeksnelheid ω voor de geïnduceerde spanning:

$$e = \omega N \Phi \sin(\omega t + \psi). \quad \ldots \quad (2)$$

Hierbij is N het aantal windingen van één spoel, Φ de maximaal omvatte flux afkomstig van de rotor, en ψ de hoek waarover e in faze vóór is ten opzichte van het tijdstip van inschakelen van de spanning die door de commuteerschakeling aan de wikkeling wordt gelegd. Aangezien de geïnduceerde spanning alleen de eerste harmonische bevat, zijn alle hogere harmonischen in de stroom — voor zover geen verzadiging in het ijzer van de stator optreedt — uitsluitend te wijten aan de aangelegde spanning, en zij kunnen wegens verg. (1) slechts een bijdrage tot de verliezen leveren. Zou men in plaats van de in fig. 7 weergegeven spanning een zuiver kanteelvormige spanning aanleggen (met een bekrachtiging van 180° gedurende iedere halve periode), dan zou alleen al de bijdrage van de derde, negende, vijftiende harmonische enz. ca. 50 % van deze verliespost vormen.

Volledigheidshalve moet er wel op worden gewezen dat het verloop van de stroom, dat men voor verg. (1) moet kennen, nog niet geheel af te leiden is uit het verloop van de aangelegde spanning (fig. 7) en de geïnduceerde tegenspanning (verg. 2). Bij het periodiek uit



	U_b (V)	$N\Phi$ (mVs)	L (mH)	Ψ
a	12	33.5	27.7	•13°
b	15	33.5	27.7	•13°
c	12	33.5	27.7	0
d	12	40	39.5	•13°

Fig. 9. Theoretisch verloop van het koppel M en het opgenomen vermogen P_1 (zonder rekening te houden met de elektronische onderdelen) als functie van het toerental n bij variatie van enkele karakteristieke parameters. L is de zelfinductie van de serieschakeling van wikkelingen *1* en *3* resp. *2* en *4*. De weerstand R van deze serieschakeling was in alle gevallen 10,5 Ω.

schakelen van de spanning op de spoelen krijgen deze alsnog de batterijspanning via de parallelgeschakelde diodes, en wel met een polariteit die afhangt van de richting van de stroom op het ogenblik van uitschakelen, en gedurende een tijd die o.a. afhangt van de grootte van de stroom op dit ogenblik. Al naar de wijze waarop de motor belast is (vol belast, onbelast, remmen, aanlopen) krijgt men aldus zeer verschillende situaties, en het gedrag hierbij kan niet meer met eenvoudige vergelijkingen worden beschreven. Het theoretische koppel M en het opgenomen vermogen P_1 als functie van het toerental, bij variatie van een aantal parameters, hebben we derhalve met de elektronische rekenmachine berekend. In *fig. 9* zijn deze karakteristieken weergegeven. In *fig. 10* vindt men gemeten

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

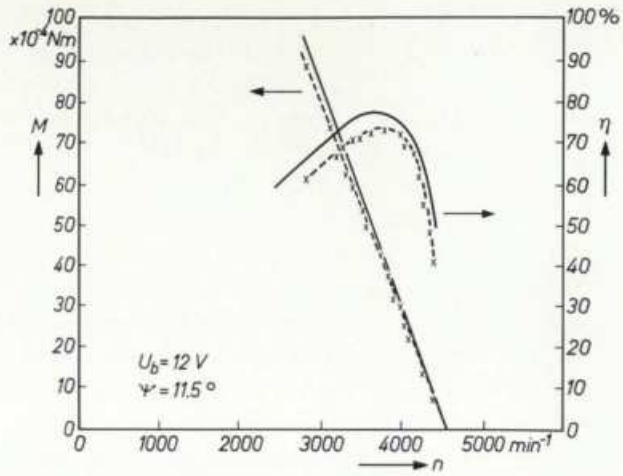


Fig. 10. De door streeplijnen verbonden punten geven gemeten waarden van het koppel M en het rendement η aan, de getrokken krommen de hiermee te vergelijken theoretische waarden. Het rendement bereikt hier waarden tot 75%.

waarden voor M en voor het rendement η; ter vergelijking zijn de overeenkomstige theoretische krommen getekend, waarbij in tegenstelling tot de krommen van fig. 9 ook de ijzerverliezen en de verliezen van de standopnemer in aanmerking zijn genomen; alleen de — slecht reproduceerbare — wrijvingsverliezen zijn buiten beschouwing gelaten. Zoals men ziet, werd in dit geval bij het gunstigste toerental een rendement van 75% bereikt.

Samenvatting. Het commuteren van de spanning op de ankerwikkelingen van een gelijkstroommotor kan in plaats van met de gebruikelijke commutator ook langs elektronische weg geschieden. De motor kan dan zeer lange tijd zonder enig onderhoud werken. Er wordt een motor beschreven die geconstrueerd kan worden voor vermogens tot ca. 20 W en waarbij de commutatie wordt bestuurd door een magnetische standopnemer, die zeer weinig vermogen verbruikt. De stand van de opnemer wordt hoogfrequent afgetast. De ankerspoelen worden gevoed via vermogenstransistors, die door de standopnemer worden bestuurd in een zodanig schakelpatroon dat in de ankerstroom vrijwel geen harmonischen met een door 3 deelbaar ranggetal optreden. Door deze en andere maatregelen kan een totaal rendement van de motor tot 80% worden bereikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Spectrometrie van α-straling met halfgeleiderdetectors

W. K. Hofker, K. Nienhuis en J. C. Post

Halfgeleiderdiodes van silicium en germanium zijn dank zij de lage ionisatie-energie van deze materialen zeer geschikte detectors voor de ioniserende straling, afkomstig van radioactieve bronnen. Het gebruik van halfgeleiderdetectors voor de detectie van de verschillende vormen van deze straling heeft dan ook algemeen ingang gevonden. Enige tijd geleden zijn werking en eigenschappen van de halfgeleiderdetectors in dit tijdschrift behandeld. Onderstaand artikel gaat nader in op het gebruik ervan bij de detectie en energiemeting van deeltjesstraling. De α-spectrometrie is een geschikt voorbeeld om duidelijk te maken welke eisen in de praktijk aan halfgeleiderdetectors gesteld worden.

De gunstige eigenschappen van halfgeleiderdetectors voor de detectie van ioniserende straling hebben deze grotendeels de plaats doen innemen van oudere detectortypen, zoals de ionisatiekamer en de scintillatieteller. Dit is in een vorig artikel in dit tijdschrift [1] uitvoerig besproken. De huidige toepassingen van halfgeleiderdetectors omvatten dan ook de detectie en energiebepaling zowel van deeltjes (α- en β-straling, protonen, deuteronen, tritonen en zwaardere deeltjes) als van elektromagnetische straling (γ-straling). Als voorbeeld van een toepassing bij deeltjesstraling zullen wij thans het gebruik van een halfgeleiderdetector bij de meting van het energiespectrum van α-straling beschrijven. Belangrijk is hierbij hoe de detector bij de door deze toepassing gestelde eisen wordt aangepast. Aan het slot van het artikel zal een complete α-spectrometer worden besproken.

Als bronnen van α-straling treden radioactieve nuclides met hoog atoomnummer op. Sommige van deze nuclides worden in de natuur aangetroffen, een groter aantal evenwel wordt door bestraling van kernen kunstmatig verkregen. Kenmerkend voor α-straling is dat de α-deeltjes een voor het emitterende nuclide karakteristieke energie bezitten. Daardoor kan men uit een meting van de energie der α-deeltjes afleiden welke nuclides in de stralingsbron aanwezig zijn. Dat dit bij fundamenteel kernfysisch onderzoek van belang is behoeft geen betoog; daarnaast zijn er echter ook meer op de praktijk gerichte toepassingen, zoals het onderzoek aan de splijtstofelementen van kernreactors en, in laboratoria waar met radioactieve stoffen gewerkt wordt, het geregelde onderzoek van personen en werkruimten op besmetting met de zeer gevaarlijke α-actieve stoffen. In het laatste geval geeft een analyse van de eventueel gevonden α-straling een indicatie omtrent de herkomst van de besmetting. Dit geldt ook voor het onderzoek van lucht, oppervlaktewater en bodem op α-besmetting, dat met het oog op de volksgezondheid tot de overheidstaken behoort.

Een technische toepassing vindt α-straling voor het meten van de dikte van foelies. Het energieverschil tussen de invallende en de uittredende straling is een maat voor deze dikte. Een andere toepassing is die voor het onderzoek van een materiaaloppervlak. Vallen hierop α-deeltjes, dan wordt een deel ervan teruggestrooid met een energie die afhankelijk is van het massagetal der in de oppervlaktelaag aanwezige atomen. Uit het energiespectrum der teruggestrooide straling kan zo de samenstelling aan het oppervlak worden afgeleid. Deze methode is b.v. gebruikt bij het maanonderzoek door het ruimteschip Surveyor V.

Ir. W. K. Hofker, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium en werkzaam bij het Instituut voor Kernfysisch Onderzoek te Amsterdam; dr. K. Nienhuis, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep ELCOMA (Electronic Components and Materials), Eindhoven; drs. J. C. Post, medewerker van het Instituut voor Kernfysisch Onderzoek te Amsterdam. *De bijdrage van drs. J. C. Post aan dit artikel berust op speurwerk dat deel uitmaakt van het programma van de Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie (FOM) en dat wordt gesteund door de Nederlandse Organisatie voor Zuiver Wetenschappelijk Onderzoek (ZWO).*

[1] W. K. Hofker, Halfgeleiderdetectors voor ioniserende straling, Philips techn. T. **27**, 327-340, 1965/66.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Principe van de α-spectrometrie

Een halfgeleiderdetector is in wezen niet anders dan een halfgeleiderdiode waarop in keerrichting een spanning is aangelegd. Een in de hierdoor ontstane verarmingslaag binnendringend nucleair deeltje maakt door ionisatie paren van ladingdragers (elektronen en gaten) vrij, die onder invloed van het bestaande elektrische veld naar de twee elektrodes gaan en zo aanleiding geven tot een stroomimpuls. Wordt de energie van het invallend deeltje volledig, of voor een constant gedeelte, voor het vrijmaken van ladingdragers gebruikt, dan is het aantal der laatste, en daarmee de hoogte van de stroomimpuls, evenredig met de energie van het deeltje.

De verkregen impulsen worden versterkt en toegevoerd aan een impulshoogteanalysator. Deze bezit enige honderden of duizenden kanalen, waarover hij de binnenkomende impulsen naar hoogte sorteert. De impulsen worden per kanaal geteld en daarmee de aantallen deeltjes van de met ieder kanaal overeenkomende energiewaarde. Een voorbeeld van een α-spectrum, verkregen met een 400-kanaals-analysator, is gegeven in *fig. 1*. Uit de figuur is onmiddellijk zichtbaar dat α-deeltjes van verschillende energie alleen onderscheiden kunnen worden als de pieken voldoende smal zijn. Het energetisch scheidend vermogen van de meetopstelling uit zich in de *lijnbreedte*, die is gedefinieerd als de breedte van een piek op halve hoogte. In de figuur is als voorbeeld aangegeven dat bij de hoogste piek van ^{241}Am de lijnbreedte 18,5 keV bedraagt.

Dat een geringe lijnbreedte voor α-spectrometrie van groot belang is wordt duidelijk als men bedenkt dat er ca. 1000 verschillende α-spectrumlijnen bekend zijn [2], afkomstig van ongeveer 40 natuurlijke en ongeveer 240 kunstmatige α-nuclides, en dat meer dan 90% hiervan tussen 4,5 en 8 MeV ligt. Een lijnbreedte van 20 keV blijkt voor α-spectrometrie in veel gevallen voldoende te zijn en is met halfgeleiderdetectors realiseerbaar. Een voorwaarde hierbij is echter — hierop komen wij op blz. 19 terug — dat de radioactieve bron zeer dun is (deze bron heeft in de praktijk de vorm van een ca. 10 nm dikke laag op een substraat, waarvan de oppervlakteruwheid minder dan 1 μm moet zijn).

Een tweede belangrijke eis die bij α-spectrometrie gesteld wordt, is dat het achtergrondniveau zeer laag is, zodat ook zwakke lijnen nog kunnen worden gedetecteerd. Deze spectrumachtergrond heeft een complex van oorzaken, waarop nog nader zal worden ingegaan.

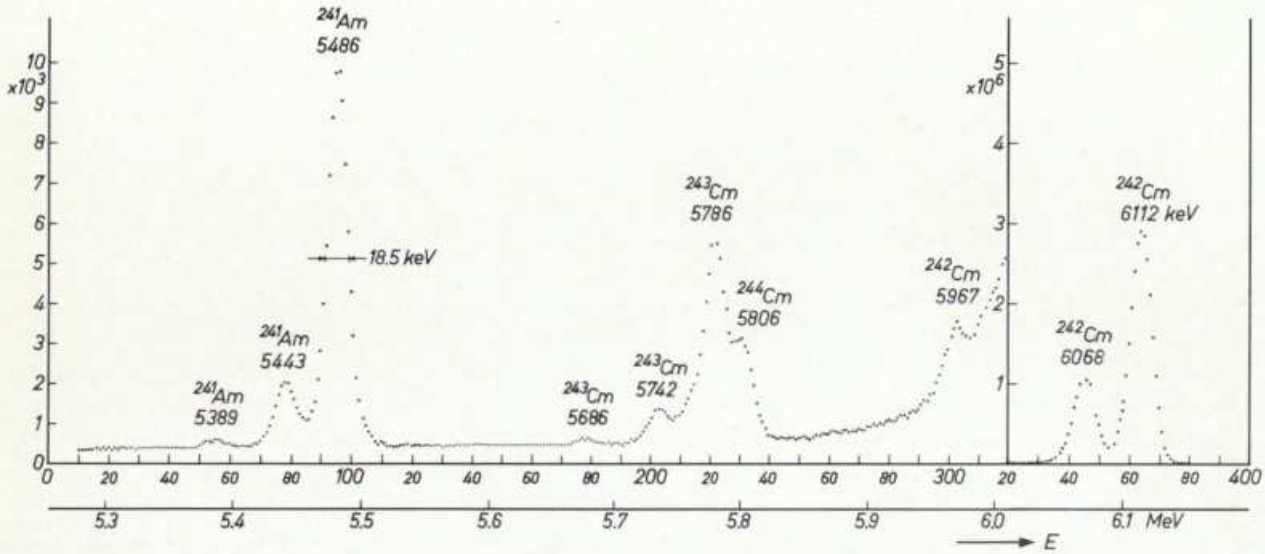


Fig. 1. Een α-spectrum van een ^{242}Cm-preparaat, opgenomen met een 400-kanaals impulshoogteanalysator. Verticaal is het aantal deeltjes per kanaal uitgezet. In het rechterdeel van het spectrum is de verticale schaal 500× gecomprimeerd om afbeelding van de hoofdpiek van ^{242}Cm mogelijk te maken. Het ^{242}Cm werd verkregen door ^{241}Am met neutronen te bestralen en vervolgens het curium en americium chemisch te scheiden. Blijkens het spectrum zijn nog sporen Am in het Cm aanwezig, terwijl door meervoudige neutronenvangst ook geringe hoeveelheden ^{243}Cm en ^{244}Cm gevormd zijn.

Zowel wat scheidend vermogen als wat spectrumachtergrond betreft is de halfgeleiderteller duidelijk superieur aan de vroeger voor α-detectie gebruikte ionisatiekamer. De laatste heeft evenwel het voordeel van een groter gevoelig volume. Wil men de straling van bronnen met een zeer lange halveringstijd ($>10^{10}$ jaar) en dus een zeer geringe intensiteit meten, dan is voor het verkrijgen van een voldoend aantal impulsen per tijdseenheid een bron van groot oppervlak nodig en zijn de kleine afmetingen van de vaststofdetector een nadeel. In dat geval wordt de ionisatiekamer nog gebruikt.

De oppervlaktebarrièredetector

De noodzakelijke *P-N*-overgang in de halfgeleiderdetector kan b.v. worden verkregen door op de bekende wijze in een schijfje silicium van type *P* aan één zijde verontreinigingen van type *N* te diffunderen. Er ont-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

staat dan een oppervlaktelaag van *N*-silicium. De α-deeltjes dringen door deze laag (die slechts enige tienden microns dik behoeft te zijn) heen en bereiken zo de eronder gelegen, door aanleggen van een keerspanning ontstaande verarmingslaag. Deze detector heeft evenwel het nadeel dat de bereiding door diffusie alleen bij tamelijk hoge temperatuur (ca. 950 °C) kan plaatsvinden. Bij deze hoge temperatuur ontstaan in het monokristallijn silicium recombinatiecentra, waarin een deel van de door de α-deeltjes vrijgemaakte ladingdragers gevangen wordt. Dit proces beïnvloedt vanwege zijn statistisch karakter het scheidend vermogen van de detector nadelig.

Bij voorkeur maakt men voor de vervaardiging van α-detectors dan ook gebruik van een procédé dat bij lagere temperaturen verloopt. Nu blijkt het dat er in *N*-silicium na een zekere oxiderende behandeling direct aan het oppervlak een verarmingslaag ontstaat, vooral wanneer er een goudelektrode door opdampen op wordt aangebracht. Bij dit opdampen stijgt de temperatuur van het substraat niet boven ca. 50 °C. Het is de op deze wijze verkregen oppervlaktebarrièredetector die voor α-detectie optimale eigenschappen heeft [3].

De oppervlaktebarrière

De wijze van ontstaan van de oppervlaktebarrière kan alleen bij benadering worden beschreven, daar nog niet alle bijzonderheden van het verschijnsel verklaard zijn. Reeds zonder de aanwezigheid van goud kan aan het oppervlak van silicium een verarmingslaag optreden. Ter plaatse van het oppervlak is het kristalrooster van het silicium abrupt onderbroken. Hierdoor en ook doordat zich gemakkelijk allerlei vreemde atomen aan het oppervlak hechten, ontstaan er acceptors en donors op allerlei energieniveaus. Welke atomen dit zijn hangt af van de atmosfeer waaraan het siliciumoppervlak bij zijn ontstaan wordt blootgesteld; voor de bereiding van een goede oppervlaktebarrière is de beheersing van deze atmosfeer dan ook van veel belang. De verdeling van acceptors en donors over de energieniveaus moet, voor het verkrijgen van een verarmingslaag in *N*-silicium, zodanig zijn dat, als alle niveaus beneden het ferminiveau E_F met elektronen bezet zijn, een negatieve oppervlaktelading resulteert. Deze lading verdrijft de elektronen in de geleidingsband uit de onmiddellijk onder het oppervlak gelegen kristallaag, zodat daar een verarmingslaag ontstaat. In deze laag heerst een positieve ruimtelading van geïoniseerde donors, die samen met de negatieve oppervlaktelading het silicium naar buiten elektrisch neutraal maakt. Tekenen we het energieschema van de oppervlaktebarrière (*fig. 2a*), dan zien we daarin ten gevolge van de ruimtelading en het daardoor plaatselijk veroorzaakte elektrische veld een kromming van de energiebanden nabij het kristaloppervlak. Hier is *b* de diepte der barrière, V_d het over de barrière ontstane potentiaalverschil.

Wanneer nu een elektrisch contact wordt aangebracht door een metaallaag *Au* op de oppervlaktehuid *S* aan te brengen (deze huid is zo dun — 5 tot 12 nm — dat ladingstransport erdoorheen mogelijk is dank zij het tunneleffect), dan stellen de ferminiveaus in het metaal en de halfgeleider zich op dezelfde waarde in, zodat hierbij een beïnvloeding van de bandkromming mogelijk is. Experimenteel blijkt dat een aangebrachte goudlaag de vorming van een oppervlaktebarrière ondersteunt, terwijl b.v. aluminium deze voor een belangrijk deel te niet doet en een min of meer ohms contact met het substraat geeft.

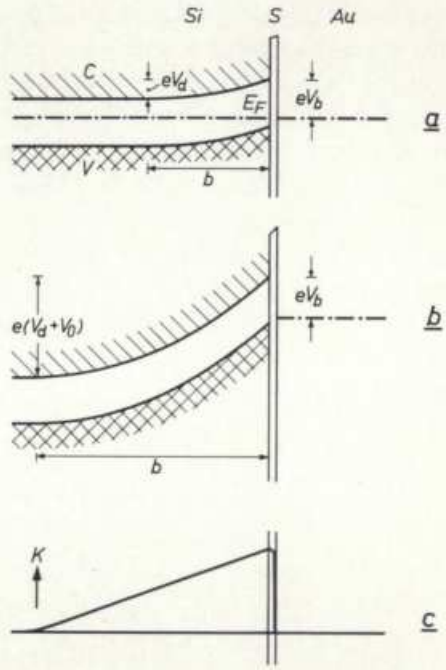


Fig. 2. Energieschema van de barrière aan het oppervlak van *N*-silicium. *C* geleidingsband. *V* valentieband. *Si* silicium. *S* oppervlaktehuid. *Au* goudelektrode.
a) Het ferminiveau E_F ligt zodanig dat een negatieve lading aan het siliciumoppervlak ontstaat. Deze creëert een verarmingslaag, ter diepte *b*, meteen onder het oppervlak. In de verarmingslaag bestaat een positieve ruimtelading, die de negatieve oppervlaktelading neutraliseert. Het bestaande elektrische veld leidt tot een potentiaalverschil V_d, de diffusiespanning, en is de oorzaak van de aangegeven bandkromming. eV_b is de barrièrehoogte.
b) Door het aanleggen van een spanning V_0 in keerrichting wordt de barrièrediepte *b* vergroot.
c) De sterkte van het elektrisch veld *K* als functie van de plaats in de verarmingslaag.

[2] Een belangrijk deel hiervan is opgenomen in J. C. Post, Table of alpha-emitting nuclides according to alpha-energy, Actinides Rev. **1**, 55-69, 1967.

[3] Een andere methode, volgens welke bij lagere temperaturen dan voor diffusie vereist een *P-N*-overgang tot stand gebracht kan worden, is de ionenimplantatie. Hierbij worden versnelde donor-ionen in een halfgeleider van het type *P* geschoten; deze vormen een oppervlaktelaag van het type *N*, die zeer dun kan zijn. Een thermische nabehandeling is noodzakelijk.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De binding van de atomen van de oppervlaktehuid aan het silicium moet zo hecht zijn dat deze voor de werking van de oppervlaktebarrière essentiële tussenlaag in vacuüm geen verandering ondergaat. De meting van α-straling geschiedt namelijk in vacuüm, om energieverlies door botsingen met gasmoleculen te voorkomen. Het is thans mogelijk oppervlaktebarrières te maken die zelfs in een vacuüm van 10^{-7} torr volledig stabiel zijn.

De barrièrediepte

Wordt nu op de detector een uitwendige spanning V_0 in keerrichting aangesloten, dan wordt de bandkromming sterker en de dikte b der verarmingslaag groter (fig. 2*b*). Deze moet zo groot zijn dat een invallend α-deeltje al zijn energie binnen de verarmingslaag kwijtraakt. De dracht van α-deeltjes in silicium als functie van hun energie is weergegeven in *fig. 3* [4]. Daaruit zien wij dat een barrièrediepte van 100 μm ruim voldoende is voor detectie van α-straling tot 11 MeV, dat wil zeggen van alle bekende α-spectrumlijnen. De wijze

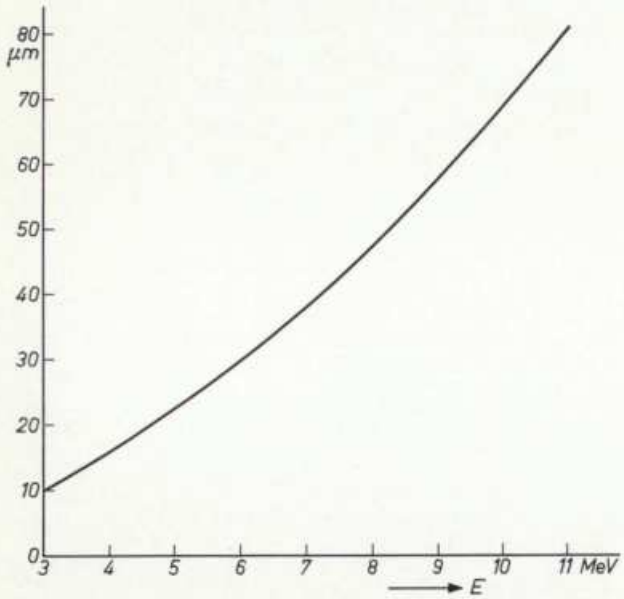


Fig. 3. De dracht van α-deeltjes in silicium als functie van hun energie E.

waarop de barrièrediepte b (in μm) van de aangelegde spanning V_0 (in volts) afhangt wordt gegeven door de betrekking:

$$b = 5{,}3\sqrt{\varrho(V_a + V_0)},$$

waarin ϱ de soortelijke weerstand (in Ωm) van het silicium is. Deze betrekking is in *fig. 4* grafisch voorgesteld voor een aantal waarden van ϱ. Wij leiden daaruit af dat bij materiaal met een soortelijke weerstand van 50 Ωm voor een barrièrediepte van 100 μm een aangelegde spanning van 10 V nodig is.

Wil men diepere barrières creëren, zoals b.v. nodig voor de detectie van β-deeltjes, die een dracht van enige millimeters hebben, dan stelt de doorslagvastheid van silicium een grens. De streeplijn

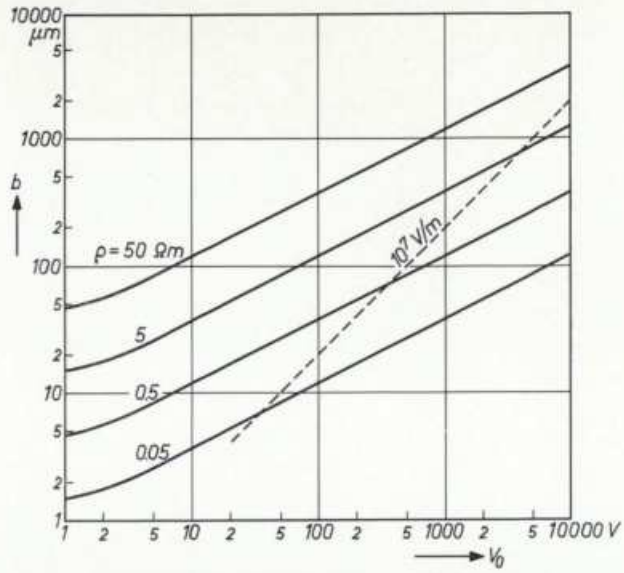


Fig. 4. De diepte b van de oppervlaktebarrière als functie van de aangelegde spanning V_0 bij verschillende waarden van de soortelijke weerstand van het N-silicium. De punten waarin de doorslagveldsterkte van silicium (10^7 V/m) wordt bereikt zijn door een streeplijn verbonden.

in fig. 4 geeft de werkpunten aan waar de doorslagveldsterkte van silicium wordt bereikt; deze is ca. 10^7 V/m. In de figuur is er rekening mee gehouden dat de maximale veldsterkte, zoals blijkt uit fig. 2*c*, optreedt ter plaatse van de oppervlaktelaag en het dubbele is van de gemiddelde veldsterkte in de verarmingslaag. Om beneden de doorslagveldsterkte te blijven moet men silicium van zeer hoge soortelijke weerstand gebruiken. Ook daarbij zijn nog hoge spanningen (boven 1000 V) nodig. Dank zij grote homogeniteit van het uitgangsmateriaal en een zorgvuldige fabricage is het thans mogelijk, uitgaande van silicium met een soortelijke weerstand van 100 à 200 Ωm detectors te vervaardigen die bij een aangelegde spanning van meer dan 2000 V een barrièrediepte van 2,5 mm bezitten. Deze detectors worden gemaakt in een uitvoering waarbij de verarmingslaag zich uitstrekt tot aan de achterelektrode, zodat zij gestapeld kunnen worden voor het meten van deeltjes met een nog grotere dracht dan 2,5 mm.

In het voorbijgaan zij opgemerkt dat oppervlaktebarrière detectors met een verarmingslaag tot aan de achterelektrode ook in een zeer dunne uitvoering worden gemaakt ten behoeve van deeltjesidentificatie (zie de behandeling van de dE/dx-detector in het in [1] genoemde artikel op blz. 338). Deze kunnen thans zelfs in een dikte van slechts 4 μm worden gemaakt, zodat een α-deeltje er maar een klein deel van zijn totale energie in verliest. Dit wordt geïllustreerd door *fig. 5*, waarin de rechterpiek de totale energie van door ^{241}Am geëmitteerde α-deeltjes aangeeft en de linkerpiek de energie die deze α-deeltjes in bedoelde 4 μm dikke detector verliezen.

De keerstroom

Door de detector zal ook bij afwezigheid van ioniserende straling een kleine keerstroom vloeien. Deze „donkerstroom" is de som van een aantal componenten, waarvan er twee in het bijzonder een oorzaak van elektrische ruis zijn en daarmee het scheidend vermogen nadelig beïnvloeden. De eerste van deze twee componenten is te wijten aan die elektronen in de goudelek-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

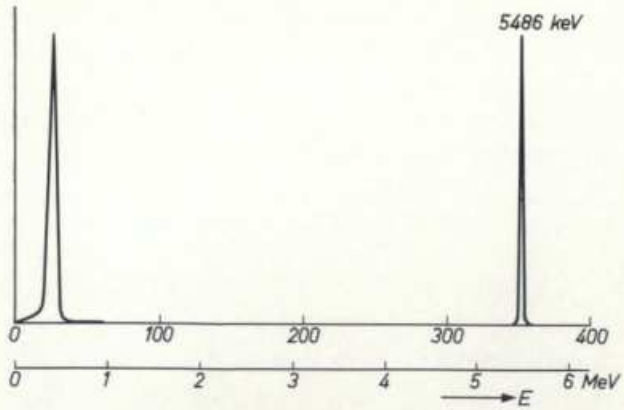


Fig. 5. Energieabsorptie bij doorgang van (door ^{241}Am geëmitteerde) α-deeltjes door een oppervlaktebarrièredetector met een totale dikte van 4 μm. De linkerpiek in het spectrum is ontstaan uit de impulsen die door de detector bij doorgang van de α-deeltjes zijn afgegeven en correspondeert dus met de in de detector gedissipeerde energie. De rechterpiek is met een ijkimpuls opgewekt en geeft de totale energie der betrokken α-deeltjes aan.

trode die voldoende energie hebben om over de potentiaalbarrière heen de geleidingsband te bereiken; de potentiaalbarrière is aangegeven door het potentiaalverschil V_b in fig. 2*a* en *b*. De tweede component ontstaat door thermische generatie van vrije ladingdragers in het verarmingsvolume. Beide componenten nemen toe bij stijgende temperatuur. Omdat ze beide aanleiding zijn tot hagelruis in het detectorsignaal, moeten ze zo klein mogelijk gehouden worden. Daartoe moet de potentiaalbarrière zo hoog mogelijk zijn en moet het siliciumuitgangsmateriaal zo weinig mogelijk kristalfouten en andere generatiecentra bevatten. Bovendien moet de temperatuur van de detector bij voorkeur niet boven kamertemperatuur stijgen.

In *fig. 6* is de keerstroomkarakteristiek van een oppervlaktebarrièredetector gegeven; de totale keerstroom bevat behalve de genoemde componenten ook nog de lekstroom langs het oppervlak van de detector. In tegenstelling met de eerste twee componenten is deze uit een oogpunt van scheidend vermogen minder belangrijk, omdat de erdoor teweeggebrachte ruis een zodanige frequentiesamenstelling heeft dat hij voor een belangrijk deel uitgefilterd kan worden.

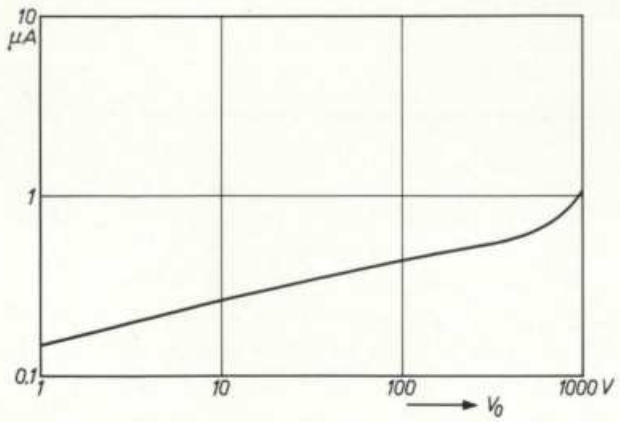


Fig. 6. Keerstroomkarakteristiek van een oppervlaktebarrièredetector met een oppervlak van 2 cm².

Naast de genoemde elektrische ruis zijn er ook statistische fluctuaties in het eigenlijke ionisatieproces, die het scheidend vermogen nadelig beïnvloeden. De bijdragen van een aantal processen tot de lijnbreedte lenen zich tot een oriënterende berekening, die in het nu volgende gegeven wordt.

Berekening van het scheidend vermogen

Een eerste oorzaak van piekverbreding is de energieabsorptie in het venster, waardoorheen de α-deeltjes de verarmingslaag bereiken. Er treedt nl. in de eerste plaats een spreiding in de energieabsorptie op doordat de deeltjes onder diverse hoeken het venster passeren. We kunnen dit minimaliseren door de bron, waarvan we de afmetingen ongeveer gelijk aan die van de teller onderstellen (b.v. 1 cm²), op een zekere afstand (2 à 3 cm) van de teller te plaatsen. Indien we deze voorzorg getroffen hebben, blijft nog over dat de energieabsorptie in het venster, ook al passeren de deeltjes het venster loodrecht, een statistische spreiding vertoont.

Voor een goudvenster kunnen we afleiden dat in het geval van α-deeltjes de bijdrage B_g tot de lijnbreedte (in keV) is:

$$B_g = 5{,}09 \times 10^4 \sqrt{d},$$

waarin d de dikte van het venster in meters is. Voor b.v. $d = 20$ nm is $B_g = 7{,}2$ keV.

De formule is verkregen door gebruik te maken van de formule van Bohr voor de variantie σ^2 van de energieabsorptie per eenheid van weglengte [5]:

$$\sigma^2 = 4\pi z^2 e^4 NZ,$$

waarin z de lading van het deeltje is (uitgedrukt in elementaire ladingen), e de lading van het elektron, N het aantal atomen per volume-eenheid van de absorptielaag, en Z het atoomnummer van de atomen in de absorptielaag. Deze formule mag binnen de hier gevraagde nauwkeurigheid worden gebruikt, omdat het gemiddelde aantal botsingen van een α-deeltje in het venster voldoende groot is.

Een volgende oorzaak voor energiespreiding ligt in het ionisatieproces. In eerste instantie hebben we te maken met een statistische spreiding in het aantal door ionisatie gevormde gat-elektron-paren. De oorzaak is dat de energie van het inkomende deeltje slechts voor een deel voor ionisatieprocessen wordt gebruikt. Voor de standaardafwijking in het aantal gat-elektron-paren N geldt:

$$\Delta N = \sqrt{FN_0},$$

waarin N_0 het gemiddelde aantal gat-elektron-paren is,

[4] Deze figuur berust op berekeningen van D. J. Skyrme, Nucl. Instr. Meth. **57**, 61, 1967.

[5] Zie b.v. R. D. Evans, The atomic nucleus, McGraw-Hill, New York 1967, blz. 661.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en F de zg. Fano-factor [6]. De bijdrage B_f (weer in keV) die deze fluctuatie geeft tot de lijnbreedte is:

$$B_f = 2{,}36\, w\sqrt{FN_0} = 2{,}36\,\sqrt{FEw},$$

waarin w de gemiddelde ionisatie-energie van silicium is, uitgedrukt in eV, en E de energie van het α-deeltje in MeV. Is $E = 6$ MeV en $w = 3{,}6$ eV, dan is, indien we $F = 0{,}15$ stellen [7], $B_f = 4{,}25$ keV.

Experimenteel is bekend dat de fluctuaties in de verzamelde lading bij de detectie van zware deeltjes aanzienlijk groter zijn dan uit het bovenstaande valt af te leiden. Een mogelijke oorzaak is het optreden van recombinaties van elektronen en gaten in het ionisatiespoor ten gevolge van de grote ladingsdichtheid daar ter plaatse. Voorts treden extra fluctuaties op doordat zware deeltjes een deel van hun energie overdragen op atoomkernen, die een slecht ionisatierendement hebben. Reeds bij een vrij hoge energie van de atoomkernen neemt hun ionisatiewaarschijnlijkheid sterk af. Ofschoon de totale restenergie van alle door een α-deeltje aangestoten atoomkernen, die op deze wijze verloren gaat, vrij klein is, nl. voor een α-deeltje van 6 MeV ca. 12 keV, zijn de fluctuaties hierin groot. Men kan afleiden dat in eerste benadering de bijdrage B_l van deze fluctuaties tot de lijnbreedte bedraagt [8]:

$$B_l = 0{,}47\, z^{1/2} A^{4/3},$$

waarin z de lading van het ioniserende deeltje is (uitgedrukt als veelvoud van de elementaire lading) en A zijn massagetal. Voor α-deeltjes bedraagt B_l ca. 4,5 keV.

Een belangrijke oorzaak van lijnverbreding vormt vervolgens de elektrische ruis van de teller en de versterker; deze ruis geeft nl. fluctuaties in de gemeten impulshoogte. Om de ruis van de voorversterker zo laag mogelijk te houden, wordt in de ingangstrap veelal een veldeffecttransistor met P-N-ingang gebruikt. Voorts kan men de signaal-ruisverhouding optimaliseren door in de versterker een bandfilter op te nemen dat een zodanige frequentiekarakteristiek heeft dat de impulsen zonder belangrijke vermindering van hun hoogte worden doorgelaten, terwijl de ruis zoveel mogelijk wordt tegengehouden. Een veel gebruikt bandfilter is een eenvoudig RC-filter zoals weergegeven in *fig. 7*. Men kan aantonen dat voor een optimale signaal-ruisverhouding de tijdconstanten der beide secties gelijk gekozen moeten worden [9]. Indien we als ruisbronnen in rekening brengen de component I_d in de detectorstroom welke hagelruis geeft en de equivalente ruisweerstand R_{eq} van de ingangstrap, dan kunnen we afleiden dat voor een bepaalde waarde van de filtertijdconstante τ de ruisbijdrage tot de lijnbreedte minimaal is; deze minimale bijdrage B_n (in keV) volgt uit de formule:

$$B_n = 10^{-3}\, e\, \frac{w}{e} \left(C^2 R_{eq} I_d \frac{kTe}{2} \right)^{1/4}.$$

In deze formule is e het grondtal van de natuurlijke logaritmen, e de lading van het elektron, C de capaciteit aan de versterkeringang (in hoofdzaak de detectorcapaciteit), en T de absolute temperatuur (alles in SI-eenheden).

Dat de lijnbreedte met stijgende capaciteit C toeneemt, vindt daarin zijn oorzaak dat een α-deeltje een gegeven hoeveelheid lading vrijmaakt. Over een grotere capaciteit betekent deze lading een kleinere spanning, wat leidt tot een kleinere signaal-ruisverhouding.

Bij het verhogen van de aangelegde spanning V_0 neemt de barrièrediepte toe en daarmee de capaciteit C af; dit leidt tot een lagere waarde van B_n. Gaat men met het verhogen van V_0 evenwel te ver, dan neemt de keerstroom I_d snel toe (fig. 6) en daarmee ook B_n weer. Er is dus voor wat de lijnbreedte betreft een optimale waarde van V_0 en de daarmee samenhangende barrièrediepte. De ligging van dit optimum verschuift nog weer met de filtertijdconstante τ, omdat de frequentiesamenstelling van de ruis niet in alle gevallen gelijk is. Een en ander wordt geïllustreerd in *fig. 8*, waarin de aan een detector gemeten lijnbreedte in een driedimensionaal diagram is uitgezet als functie van de barrièrediepte en de filtertijdconstante. Men ziet in dit diagram dat bij een bepaalde waarde van τ de kleinste lijnbreedte gemeten is; dit is de bovengenoemde optimale waarde van τ.

Voor een oriënterende berekening van B_n veronderstellen we een capaciteit C van 100 pF (dit is de capaciteit van een detector met een oppervlak van 1 cm² en een barrièrediepte van 100 μm), een equivalente ruisweerstand $R_{eq} = 200\ \Omega$ en een keerstroom $I_d = 0{,}1\ \mu$A. In dat geval is, bij de dan geldende optimale tijdconstante $\tau \approx 1\ \mu$s, $B_n = 5{,}5$ keV. De totale lijnbreedte, bepaald door de diverse genoemde oorzaken, bedraagt:

$$B_{tot} = \sqrt{B_g^2 + B_f^2 + B_l^2 + B_n^2}.$$

Met de getallen uit de voorbeelden wordt dit:

$$B_{tot} = 11 \text{ keV}.$$

Deze lijnbreedte komt overeen met wat in de praktijk in optimale gevallen gevonden wordt. In de regel wordt een minder goede waarde gevonden, hetgeen aan verscheidene oorzaken moet worden toegeschreven. Een hiervan is vermoedelijk de inhomogene verdeling van recombinatie- en invangcentra in het verarmingsvolume, een andere het optreden van zeer kleine doorslagverschijnselen, wel microplasma's genoemd, wanneer

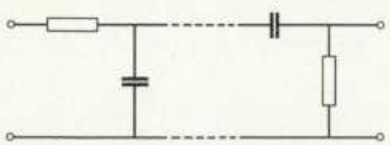


Fig. 7. Schematische voorstelling van RC-bandfilter dat wordt toegepast in de elektronische meetschakeling. Het filter bestaat uit een integrerende sectie en een differentiërende sectie; voor een optimale werking is nodig dat de tijdconstanten van beide secties gelijk zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aan de detector een hoge keerspanning wordt gelegd. Deze microplasma's, die vooral aan de rand van de detector voorkomen, zijn de bron van elektrische ruis waarvan de energie-inhoud per Hz bandbreedte omgekeerd evenredig met de frequentie f is (zg. $1/f$-ruis). Hoewel het grootste deel van deze ruis buiten de doorlaatband van het bandfilter valt, is toch bij hoge werkspanningen de bijdrage der microplasma's niet verwaarloosbaar.

zijde van de siliciumschijf wordt daar een aluminium elektrode opgedampt.

De siliciumschijf (*Si* in de doorsnedetekening van een gemonteerde detector in *fig. 9*) wordt tussen twee glazen ringen *R* bevestigd met behulp van epoxyhars *E*. De epoxyhars beïnvloedt het siliciumoppervlak zodanig dat de randstroom sterk wordt gereduceerd. De uitzettingscoëfficiënt van de glazen ringen is aangepast bij die van het silicium, zodat ook bij koelen van de detec-

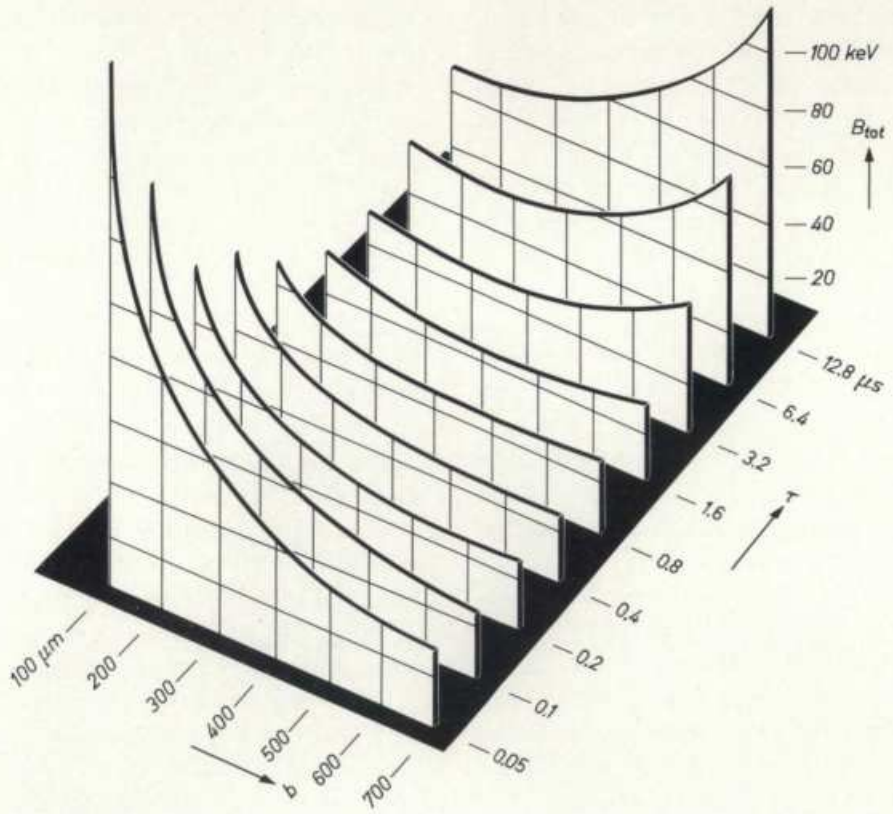


Fig. 8. Piekbreedte B_{tot} van een oppervlaktebarrièredetector van silicium (oppervlak 2 cm²), gemeten als functie van de barrièrediepte b bij verschillende filtertijdconstanten τ.

Ten slotte speelt ook de kwaliteit van de stralingsbron een rol bij de in de praktijk gemeten lijnbreedte. De α-deeltjes kunnen namelijk reeds in de bron door botsingen energie verliezen. Hierdoor wordt een zekere spreiding teweeggebracht in de energie van de α-deeltjes die de detector treffen en daarmee een vergroting van de lijnbreedte. Dit is de reden waarom, zoals boven reeds gezegd is, de bron zo dun mogelijk moet zijn.

Praktische uitvoering van de detector

De op de siliciumschijf opgedampte goudelektrode moet zo dun mogelijk zijn (zie blz. 17) om de absorptie in het goudvenster minimaal te houden. Toepassing vindt een goudlaag van 20 nm; hierin worden van de energie van α-deeltjes van 6 MeV slechts enige keV geabsorbeerd. Voor het maken van contact met de achter-

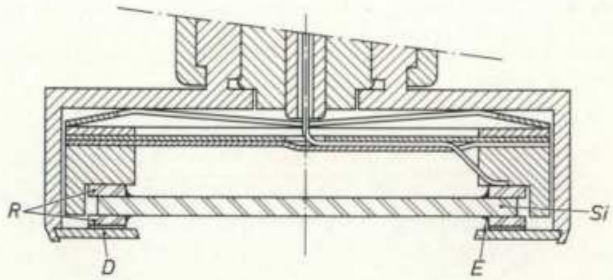


Fig. 9. Doorsnedetekening van gemonteerde detector. *Si* silicium schijf. *R* glazen ringen. *E* epoxyhars. *D* diafragma.

[6] U. Fano, Phys. Rev. **72**, 26, 1947.
[7] Deze waarde is experimenteel gevonden voor γ-straling van hoge energie. Of ze ook geldt voor α-deeltjes is niet geverifieerd.
[8] J. Lindhard en V. Nielsen, Nuclear collisions and ionisation fluctuations in charged particle detectors, Physics Letters **2**, 209-211, 1962.
[9] J. A. W. van der Does de Bye, Signal-to-noise ratio of a *P-N*-junction radiation counter, Philips Res. Repts. **16**, 85, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tor tot —75 °C geen ontoelaatbare mechanische spanningen in de schijf optreden.

De detectorvatting is gemonteerd op een coaxiale steker van standaardafmetingen (in fig. 9 weggelaten); de centrale geleider hiervan is met de aluminium elektrode van de siliciumschijf verbonden. Voor het venster van de detector bevindt zich een diafragma.

De spectrumachtergrond

Een gemeten α-spectrum bevat steeds een achtergrond, die het onderscheiden van zeer zwakke pieken onmogelijk maakt. Tot deze spectrumachtergrond wordt door twee oorzaken bijgedragen. In de eerste plaats kan het voorkomen dat straling gemeten wordt reeds voordat een bron bij de detector is gebracht. In dat geval is de detector of zijn omgeving (de wand van de vacuümkamer) met α-activiteit besmet bij een vroeger experiment. Deze contaminatie is bij het meten van relatief sterke bronnen nauwelijks te vermijden, omdat zulke bronnen ook door de eigen α-straling losgemaakte brokstukken uitzenden, die op de teller terecht kunnen komen. Men tracht soms door het toelaten van een geringe luchtdruk in de vacuümkamer en het aanleggen van een vertragende elektrische spanning tussen bron en detector te bewerkstelligen, dat de zware stukken niet en de α-deeltjes wel de detector bereiken. Het gelukt met een luchtdruk van 30 torr en een vertragingsspanning van 225 V bij een afstand van 1 cm tussen bron en detector de contaminatie met een factor 50 te verminderen [10]. Het scheidend vermogen gaat hierbij echter achteruit, reden waarom wij er de voorkeur aan geven, voor experimenten waarbij een laag achtergrondniveau van belang is aparte detectors te reserveren, die niet gebruikt mogen worden bij sterke bronnen.

Neemt men deze en andere voorzorgen in acht, dan blijkt de spontane detectie zeer gering te zijn; gemeten is 1 impuls per cm^2 detectoroppervlak per etmaal in het energiegebied van de natuurlijke α-straling. Hieruit blijkt dat de radioactiviteit van het tellermateriaal verwaarloosbaar klein is; bekend is verder dat γ-straling uit de omgeving en kosmische straling impulsen geven die aanzienlijk kleiner zijn dan de impulsen van α-deeltjes. De halfgeleiderdetector is dus in beginsel geschikt voor de detectie van α-straling van zeer geringe intensiteit.

Deze detectie wordt evenwel bemoeilijkt indien een zeer hoge piek in het α-spectrum aanwezig is. Een dergelijke hoge piek — en dit is de tweede bijdrage tot de spectrumachtergrond — heeft namelijk altijd een uitloper aan de kant van de lagere energieën. Deze uitloper is in fig. 1 zichtbaar links van de hoofdpiek van ^{242}Cm. Hij ontstaat doordat een zekere fractie van de geëmitteerde α-deeltjes een belangrijke, doch per deeltje wisselende, hoeveelheid energie verliest in allerlei botsingsprocessen buiten het gevoelige volume van de detector. Botsingen kunnen reeds plaatsvinden in de bron en na uittreden ook met voorwerpen in de omgeving van de detector of met stofdeeltjes op het detectoroppervlak. Als een andere oorzaak waardoor een α-deeltje in een kanaal met lagere energie kan worden geteld worden plaatselijke recombinatiecentra in het detectorvolume genoemd, die er schuld aan zijn dat niet de gehele vrijgemaakte lading op de elektrodes terecht komt; deze laatste oorzaak is moeilijk te verifiëren. In elk geval betekent de genoemde uitloper een hoger achtergrondniveau in het energiegebied beneden de energie van de hoofdpiek.

Welke gevolgen dit voor de detectie van α-lijnen heeft, zullen we aan de hand van fig. 1 toelichten. In het algemeen kunnen we zeggen dat voor het onderscheiden van nevenpieken van geringe relatieve intensiteit de spectrumachtergrond 100 tot 250 keV beneden de hoofdpiek van belang is; zie hiervoor als voorbeeld de nevenpiek van ^{242}Cm met een energie van 5967 keV, d.i. 145 keV beneden de hoofdpiek, en een relatieve intensiteit van 0,035%. Voorts is de spectrumachtergrond 200 tot 450 keV beneden een hoofdpiek van belang in verband met de detecteerbaarheid van verwante nuclides met lage isotopenverhouding en relatief lange halveringstijd; zie daartoe in fig. 1 de isotopen ^{243}Cm en ^{244}Cm, welke ca. 300 keV beneden de hoofdpiek liggen. De hoogte van de achtergrond in dit energiegebied alsmede bij energieën welke nog verder van de hoofdpiek af liggen bepaalt ten slotte de relatieve concentratie der onzuiverheden welke nog gemeten kan worden. Om het achtergrondniveau in een getal uit te drukken wordt de verhouding van de hoogte van de hoofdpiek en de hoogte van de achtergrond opgegeven, en wel als functie van de energie-afstand tot de hoofdpiek. Deze opgave is afhankelijk van het scheidend vermogen, maar heeft het voordeel dat men direct uit de opgegeven waarde kan afleiden welke relatieve intensiteiten nog detecteerbaar zijn. Zo vinden we in het geval van de opstelling waarmee het spectrum van fig. 1 is gedetecteerd een verhouding 2900 : 1 van de piekhoogte tot de spectrumachtergrond 200 keV beneden de hoofdpiek, terwijl voor 400 keV en 800 keV beneden de hoofdpiek deze verhoudingen resp. 6000 : 1 en 8000 : 1 bedragen.

Ofschoon dit nog niet ideaal is, steken deze verhoudingen zeer gunstig af bij wat met ionisatiekamers bereikt kan worden. Ondanks uitstekende voorzorgsmaatregelen blijkt aldaar 1 MeV beneden de hoofdpiek de betreffende verhouding nog 250 : 1 te bedragen [11].

Het blijkt experimenteel dat allerlei kleinigheden invloed op de hoogte van de spectrumachtergrond hebben. Bij een zeer recent onderzoek hiernaar is het in een experimentele situatie gelukt bovenstaande met een detector in gangbare uitvoering verkregen verhoudingsgetallen aanzienlijk te overtreffen; gemeten werden de verhoudingen 21100 : 1 op 400 keV en 39700 : 1 op 800 keV beneden de hoofdpiek.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een α-spectrometer

In *fig. 10* is een α-spectrometer afgebeeld. Samen met de hierboven reeds vermelde impulshoogteanalysator (en een vacuümpomp) vormt dit toestel een complete opstelling voor α-spectrometrie. Een blokschema van deze opstelling is gegeven in *fig. 11*. De van de detector afkomstige impulsen worden versterkt in een voorversterker. Deze is voorzien van een capacitieve

Fig. 10. Een α-spectrometer in gebruik. De cilinder waarin het vacuüm tot stand wordt gebracht is afgenomen en een stralingsbron wordt op de preparaathouder gelegd. De hoogte van de laatste kan in vacuo versteld worden met de geijkte instelknop vóór op het apparaat. Boven de preparaathouder ziet men de detector. Op de meter links op het apparaat kan men onder meer de druk in de vacuümkamer aflezen.

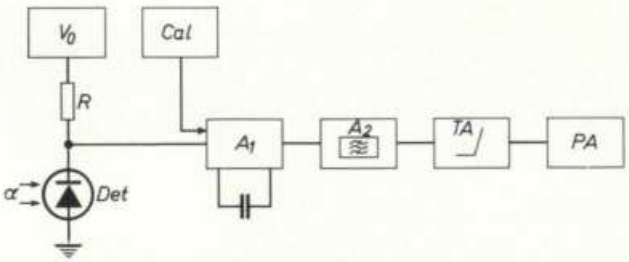


Fig. 11. Blokschema van een volledige opstelling voor α-spectrometrie. *Det* detector. V_0 spanningsbron. *R* voorschakelweerstand. *Cal* ijkimpulsgever. A_1 voorversterker. A_2 hoofdversterker met bandfilter. *TA* eventueel te gebruiken drempelversterker. *PA* impulshoogteanalysator.

tegenkoppeling, waardoor hij spanningsimpulsen afgeeft die evenredig zijn met de aan de ingang toegevoerde ladingshoeveelheden. Deze hoeveelheden zijn alleen maar afhankelijk van de energie van het invallend deeltje en, binnen zekere grenzen, niet van detectorcapaciteit of -spanning, zodat de opstelling hiermee

[10] A. Chetham-Strode, J. R. Tarrant en R. J. Silva, The application of silicon detectors to alpha particle spectroscopy, IEEE Trans. on nuclear science **NS-8**, no. 1, 59-63, 1961.
[11] R. Benoit, G. Bertolini en G. B. Restelli, Nucl. Instr. Meth. **29**, 149, 1964.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ongevoelig wordt voor fluctuaties in de laatste, bij voorbeeld onder invloed van temperatuurschommelingen. Deze brengen namelijk variaties in de keerstroom teweeg en dat leidt vanwege de hoge voorschakelweerstand (b.v. 50 MΩ) tot variaties van de detectorspanning. Een hoofdversterker brengt de spanningsimpulsen vervolgens op het voor impulshoogteanalyse vereiste niveau. Deze hoofdversterker bevat ook het eerder (blz. 18) genoemde bandfilter.

Wenst men voor een fijnere analyse van een deel van het spectrum alle kanalen van de ter beschikking staande impulshoogteanalysator te gebruiken, dan wordt een drempelversterker tussengeschakeld, die impulsen beneden een zekere hoogte onderdrukt en de impulsen boven deze drempelhoogte verder versterkt. De versterkingskarakteristiek van de drempelversterker is geschetst in *fig. 12*. Een dergelijke drempelversterker is b.v. gebruikt bij het meten van het in fig. 1 afgebeelde spectrum; hier zijn alle 400 beschikbare kanalen gebruikt voor het opnemen van het spectrum tussen 5,2 en 6,2 MeV, waardoor een voldoende aantal punten beschikbaar was voor het nauwkeurig afbeelden van de afzonderlijke pieken.

De α-spectrometer is in fig. 10 afgebeeld terwijl de cilinder waarin het vacuüm tot stand wordt gebracht is afgenomen en een stralingsbron wordt neergelegd op een met een schroefstang op en neer beweegbare tafel. Boven deze tafel bevindt zich de detector. De afstand tussen bron en detector kan tussen 2 en 12 cm worden ingesteld met een geijkte instelknop buiten de vacuümkamer; daarmee kan het aantal impulsen per tijdseenheid op een geschikte waarde worden gebracht. De druk in de vacuümkamer dient tijdens de meting lager dan 0,1 torr te zijn om te voorkomen dat energieabsorptie en lijnverbreding optreden. De voorversterker is direct op de vacuümkamer gemonteerd. De in de afgebeelde spectrometer ingebouwde drempelversterker laat een tienvoudige spreiding van een deel van het spectrum toe. Voorts bevat de spectrometer nog een impulsgenerator, die impulsen van een nauwkeurig (binnen $\pm 15 \times 10^{-6}$) constante en in MeV geijkte grootte aan de ingang van de meetschakeling kan afgeven; hiermee wordt de energieschaal van een gemeten spectrum geijkt. De rechterpiek van het spectrum in fig. 5 is afkomstig van deze impulsgenerator.

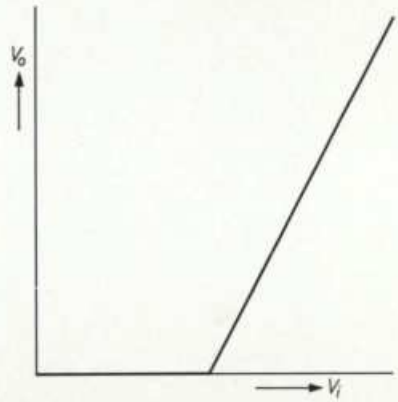


Fig. 12. Versterkingskarakteristiek van een drempelversterker. V_i ingangsspanning. V_o uitgangsspanning.

Samenvatting. Halfgeleiderdetectors worden tegenwoordig vanwege hun gunstige eigenschappen algemeen gebruikt voor de detectie en energiebepaling van deeltjesstraling (α- en β-straling, protonen enz.) en elektromagnetische straling (γ-straling). De α-spectrometrie is een geschikt voorbeeld, aan de hand waarvan de meettechniek kan worden toegelicht. Voor α-spectrometrie zijn vooral een goed scheidend vermogen en een lage spectrumachtergrond van belang. Het gunstigst is hier de oppervlaktebarrièredetector; zijn opbouw en enkele bijzondere uitvoeringsvormen worden beschreven. Het scheidend vermogen leent zich tot een oriënterende berekening, die gegeven wordt. De spectrumachtergrond, die aan een complex van oorzaken toe te schrijven is, is vooral hoog in de omgeving van een hoge piek en maakt daar het meten van zeer lage pieken onmogelijk; door het nemen van de nodige voorzorgsmaatregelen valt er aan de piek-achtergrondverhouding echter veel te verbeteren. Op 400 keV beneden een hoge piek b.v. wordt thans een verhouding 6000 : 1 verkregen (in een speciale opstelling zelfs 20000 : 1). De voor α-spectrometrie vereiste elektronische meetschakeling wordt met de vacuümkamer, waarin stralingsbron en detector zich bevinden, tot één apparaat samengevoegd, de α-spectrometer; deze wordt aan het slot van het artikel beschreven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een spierstimulator voor sleepvoet-patiënten

Verschillende zenuwaandoeningen of hersenbeschadigingen kunnen tot gevolg hebben dat de spieren die het optillen van de voet bij het lopen verzorgen niet of onvoldoende worden geactiveerd. Een patiënt die hieraan lijdt dreigt over zijn eigen voet te vallen en heeft tijdens het lopen derhalve de neiging op het gezonde been te blijven staan tot het getroffen been veilig en wel op de grond rust. Hierdoor is zijn tred slepend, en zelfs met een wandelstok beweegt hij zich slechts met moeite voort.

De stoornis blijkt vaak aanzienlijk te kunnen worden verminderd wanneer men op de juiste tijdstippen de zenuw die de betrokken spieren moet doen contraheren elektrisch prikkelt. Hiertoe is door het Instituut voor Perceptie Onderzoek in samenwerking met de Stichting Revalidatie Eindhoven een draagbare elektronische spierstimulator ontwikkeld en beproefd.

Het hoofdprobleem bleek hierbij te schuilen in de *synchronisatie* van de periodiek te geven prikkels met het lopen. Bij vroegere onderzoekingen op dit gebied heeft men wel geëxperimenteerd met een mechanische schakelaar onder de hiel van de verlamde voet [1]. De tijdstippen van in- en uitschakelen van de prikkels bleken hierbij echter te vroeg te vallen ten opzichte van het gewenste oplichten en neerzetten van de voet. Plaatsing van de schakelaar onder de *bal* van de verlamde voet bleek gunstiger te zijn, maar wegens de kwetsbaarheid en snelle slijtage van mechanische schakelaars buiten aan de schoen (die bovendien alleen op een harde, vlakke grond goed werken) was de methode toch niet aantrekkelijk.

Zeer goede resultaten hebben wij thans verkregen met een pneumatische schakelaar, die wordt bediend door een rubber inlegzool met luchtkamertje in de schoen van de *gezonde* voet. Het luchtkamertje bevindt zich onder de bal van de voet; de tijdstippen waarop deze wordt neergezet en de grond weer gaat verlaten, of nauwkeuriger: de tijdstippen waarop de inlegzool het lichaamsgewicht te dragen krijgt en weer ontlast wordt, vallen bij zeer goede benadering samen met het begin en het einde van de zwaaifaze van de verlamde voet. De ogenblikken van samentrekken en verslappen van de spieren van deze voet worden dus hier op de juiste wijze geregeld vanuit de loopbeweging.

Fig. 1 toont het toestel in gebruik, terwijl in *fig. 2* de inlegzool met de schakelinrichting is te zien. De

Fig. 1. De spierstimulator in gebruik. Een rubber inlegzool met luchtkamertje in de schoen van de gezonde voet bedient bij het lopen via een slang een pneumatische schakelaar (met een elastieken band aan het onderbeen bevestigd) die de aan een ceintuur gedragen stimulator in- en uitschakelt. De stimulator levert impulsen aan een elektrode in de elastieken band om het verlamde been.

patiënt draagt, b.v. aan een ceintuur, de eigenlijke stimulator, die 50 × per seconde een 0,6 ms durende rechthoekige impuls van maximaal 100 V levert (nominale stroom 6 mA). De amplitude van de impuls kan met een potentiometer nog worden geregeld. Om het verlamde been van de patiënt is vlak onder de knie een elastieken band aangebracht, die de twee elektrodes bevat waaraan de impulsen worden toegevoerd. De positieve (zg. indifferente) elektrode is van geleidend rubber en rust direct tegen de huid; de andere (zg. actieve) elektrode, waarop maximaal 100 V komt te staan en waarbij een hoge overgangsweerstand moet worden vermeden, is van roestvrij staal en maakt via een vochtig sponsje contact met de huid.

Het systeem is zeer betrouwbaar gebleken en de schakelaar functioneert op iedere vloerbedekking en op

[1] W. T. Liberson, H. J. Holmquest, D. Scot en M. Dow, Functional electrotherapy: stimulation of the peroneal nerve synchronized with the swing phase of the gait of hemiplegic patients, Arch. phys. Med. Rehabil. **42**, 101-105, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ieder plaveisel zonder schade te ondervinden. Dit punt is zeer belangrijk, omdat de patiënt erdoor leert op het toestel te vertrouwen.

Het toestel is geruime tijd op zijn bruikbaarheid onderzocht in het Revalidatiecentrum Eindhoven. Hierbij werd gevonden dat vele patiënten door gebruik van het toestel een vrijwel normaal looppatroon kregen. Een belangrijke factor bleek hierbij te zijn dat het getroffen been bij het neerzetten beter wordt gericht en daan vóór of tijdens de geboorte. Deze kinderen konden niet normaal leren lopen. Een aantal patiëntjes die eenzijdig verlamd zijn worden sinds enkele maanden behandeld en beginnen nu een meer normale tred te ontwikkelen. Voor tweezijdig verlamde patiëntjes wordt op het ogenblik een uitvoering van het toestel met twee afzonderlijk instelbare uitgangssignalen beproefd; de inlegzool wordt daarbij gebruikt onder de voet die het minst is aangedaan. Dit onderzoek is nog in volle gang.

Fig. 2. Inlegzool met slang en pneumatische schakelaar.

dientengevolge in zijn rustfaze steviger staat. Fysiologisch en therapeutisch opmerkelijk is dat in een groot aantal gevallen het verbeterde looppatroon na enige tijd ook *zonder* gebruik van de stimulator behouden bleef. Van 60 patiënten boven de 40 jaar, die de behandeling gedurende 3 tot 6 weken ondergingen, zijn er 50 geheel hersteld of vertonen een aanzienlijke verbetering. De overige patiënten reageerden gunstig tijdens het lopen met het toestel, doch vertoonden geen blijvende verbetering. Twee van deze patiënten zonder autonome spiercontrole hebben reeds meer dan een half jaar het toestel permanent in gebruik; hun tred is zeker.

Het toestel wordt ook toegepast bij kinderen met loopstoornissen ten gevolge van hersenletsel, b.v. opgeDe resultaten die tot dusver met het toestel zijn bereikt hebben in de genoemde gevallen de gunstige werking ervan aangetoond. We mogen verwachten dat de spierstimulator ook voor spastische kinderen en mogelijk voor een aantal poliopatiënten een nuttig hulpmiddel zal blijken.

H. J. van Leeuwen
J. Vredenbregt

H. J. van Leeuwen, medewerker van de Stichting Revalidatie Eindhoven; J. Vredenbregt, medewerker van het Instituut voor Perceptie Onderzoek, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven *E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland *M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (Val-de-Marne), Frankrijk *L*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland *A*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland *H*
MBLE Laboratoire de Recherches, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België. *B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

G. A. Acket: The influence of doping fluctuations on limited space-charge accumulation in *n*-type gallium arsenide.
Physics Letters **27A**, 293-294, 1968 (No. 5). *E*

F.-T. Backers: Ultrasonic lines for the PAL colour-television system.
Thesis, Eindhoven 1968. *E*

F. R. Badcock & D. R. Lamb (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Stability and surface charge in the MOS system.
Int. J. Electronics **24**, 1-9, 1968 (No. 1).

J. R. A. Beale: Modern developments in semiconductor devices.
Brit. J. appl. Phys. (J. Physics D), ser. 2, **1**, 1229-1240, 1968 (No. 10). *M*

L. K. H. van Beek, J. Boven & J. Helfferich: Properties of diazosulfonates, Part V. The effect of substituents on spectra and dissociation of 4-dimethylaminobenzenediazosulfonate.
Rec. Trav. chim. Pays-Bas **87**, 737-745, 1968 (No. 8). *E*

V. Belevitch: Conference networks and Hadamard matrices.
Ann. Soc. Scient. Bruxelles **82**, 13-32, 1968 (No. 1). *B*

G. D. Bergman (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Semiconductor materials and devices.
Semiconductor devices in power engineering, editor J. Seymour, publ. Pitman, London 1968, chap. 1 (p. 1-36).

G. Blasse: Fluorescence of niobium-activated antimonates and an empirical criterion for the occurrence of luminescence.
J. chem. Phys. **48**, 3108-3114, 1968 (No. 7). *E*

G. Blasse: Fluorescence of uranium-activated compounds with rocksalt lattice.
J. Electrochem. Soc. **115**, 738-742, 1968 (No. 7). *E*

G. Blasse: Crystal structure and fluorescence of compounds $Ln_2Me^{4+}Me^{6+}O_8$.
J. inorg. nucl. Chem. **30**, 2091-2099, 1968 (No. 8). *E*

G. Blasse: Fluorescence of compounds with fresnoite ($Ba_2TiSi_2O_8$) structure.
J. inorg. nucl. Chem. **30**, 2283-2284, 1968 (No. 8). *E*

G. Blasse & A. Bril: Fluorescence of Eu^{3+}-activated sodium lanthanide titanates ($NaLn_{1-x}Eu_xTiO_4$).
J. chem. Phys. **48**, 3652-3656, 1968 (No. 8). *E*

G. Blasse, A. Bril & W. C. Nieuwpoort: On the Eu^{3+} fluorescence in several mixed metal oxides.
Proc. int. Conf. on Luminescence, Budapest 1966, Vol. 2, p. 1646-1650; 1968. *E*

G. Blasse, A. Bril & J. de Vries: Fluorescence of Eu^{2+}-activated barium octaborate.
J. Electrochem. Soc. **115**, 977-978, 1968 (No. 9). *E*

P. F. Bongers, C. F. van Bruggen (Rijksuniversiteit Groningen), **J. Koopstra** (R.U. Gr.), **W. P. F. A. M. Omloo** (R.U. Gr.), **G. A. Wiegers** (R.U. Gr.) **& F. Jellinek** (R.U. Gr.): Structures and magnetic properties of some metal (I) chromium (III) sulfides and selenides.
J. Phys. Chem. Solids **29**, 977-984, 1968 (No. 6). *E*

G. Bouwhuis: Interferometrie met gaslasers.
Ned. T. Natuurk. **34**, 225-232, 1968 (No. 8). *E*

A. Bril: Report on application of luminescence.
Proc. int. Conf. on Luminescence, Budapest 1966, Vol. 2, p. 2112-2117; 1968. *E*

A. Bril, W. C. Nieuwpoort, W. L. Wanmaker (Philips Lighting Division, Eindhoven), **G. Blasse & C. D. J. C. de Laat:** On the transfer of energy in europium-activated phosphors.
Proc. int. Conf. on Luminescence, Budapest 1966, Vol. 2, p. 1689-1693; 1968. *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

A. Bril, W. L. Wanmaker (Philips Lighting Division, Eindhoven) **& J. W. ter Vrugt** (Philips L.D.): $Sr_3(PO_4)_2$-Tb, a bluish-white emitting cathode-ray phosphor with a long decay time.
J. Electrochem. Soc. **115**, 776-777, 1968 (No. 7). *E*

L. K. Brundle & N. J. Freedman: Magnetostatic surface waves on a y.i.g. slab.
Electronics Letters **4**, 132-134, 182 (erratum), 1968 (Nos. 7, 9). *M*

K. Bulthuis: Anomalous penetration of Ga and In implanted in silicon.
Physics Letters **27A**, 193-194, 1968 (No. 4). *E*

K. H. J. Buschow: Crystal structures, magnetic properties and phase relations of erbium-nickel intermetallic compounds.
J. less-common Met. **16**, 45-53, 1968 (No. 1). *E*

K. H. J. Buschow, J. F. Fast & A. S. van der Goot: Magnetic properties of some Co-rich erbium cobalt intermetallic compounds.
Phys. Stat. sol. **29**, 825-829, 1968 (No. 2). *E*

H.-J. Butterweck: Mode filters for oversized rectangular waveguides.
IEEE Trans. **MTT-16**, 274-281, 1968 (No. 5). *E*

B. L. Cardozo & R. J. Ritsma (Institute for Perception Research, Eindhoven): On the perception of imperfect periodicity.
IEEE Trans. **AU-16**, 159-164, 1968 (No. 2).

H. B. G. Casimir: Maatschappij, wetenschap en wetenschapsbeleid.
Ingenieursblad **37**, 383-388, 1968 (No. 10). *E*

H. B. G. Casimir: On Bose-Einstein condensation.
Fundamental problems in statistical mechanics II, editor E. G. D. Cohen, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1968, p. 188-196. *E*

A. Cohen (Institute for Perception Research, Eindhoven): Errors of speech and their implication for understanding the strategy of language users.
Z. Phonetik, Sprachwiss. & Komm.f. **21**, 177-181, 1968 (No. 1/2).

K. Decker (Nervenklinik der Universität München), **H. O. Lincke** (Nervenklinik U. M.) **& W. J. Oosterkamp:** Die Beurteilung von Röntgenbildern und ihre Erleichterung durch Farbsubtraktion.
Deutscher Röntgenkongress 1967, Baden-Baden, Teil A, p. 78-79; Thieme, Stuttgart 1968. *E*

J. Dieleman: On the utilization of electron spin resonance results: illustration with the aid of the (3*d*) transition elements in some II-VI compounds.
Proc. int. Conf. on Luminescence, Budapest 1966, Vol. 2, p. 2131-2141; 1968. *E*

A. M. van Diepen (Natuurkundig Laboratorium der Universiteit van Amsterdam), **H. W. de Wijn** (N.L. Univ. Amst.) **& K. H. J. Buschow:** Nuclear magnetic resonance and susceptibility of equiatomic rare-earth-aluminum compounds.
Phys. Stat. sol. **29**, 189-192, 1968 (No. 1). *E*

C. Z. van Doorn: Recombination mechanisms for the "edge" emission in cadmium sulphide.
Proc. int. Conf. on Luminescence, Budapest 1966, Vol. 1, p. 1124-1130; 1968. *E*

C. Z. van Doorn & J. H. Haanstra: Simple improvement of Hinteregger-lamp continua by a titanium getter.
Appl. Optics **7**, 1655-1656, 1968 (No. 8). *E*

F. C. M. Driessens, G. D. Rieck (Technical University Eindhoven) **& H. N. Coenen** (T. U. E.): Phase equilibria in the system cobalt oxide/copper oxide in air.
J. inorg. nucl. Chem. **30**, 747-753, 1968 (No. 3). *E*

W. F. Druyvesteyn, C. A. A. J. Greebe, A. J. Smets & R. Ruyg: Faraday rotation of Alfvén waves in liquid sodium.
Physics Letters **27A**, 301-302, 1968 (No. 5). *E*

C. Fosseprez: La structure et le fonctionnement des calculatrices digitales. Introduction à leurs applications. 1re partie: Les organes essentiels.
Rev. MBLE **10**, 111-122, 1967 (No. 3). *B*

N. V. Franssen: Über die Frequenzkurven elektroakustisch gekoppelter Räume und ihre Bedeutung für die künstliche Nachhallverlängerung.
Acustica **20**, 108-109, 1968 (No. 2). *E*

A. S. Fruin & J. Jackson: The effect of heat treatment on the conductivity of copper foil at low temperatures.
Cryogenics **8**, 254, 1968 (No. 4). *M*

Y. Genin: A note on linear minimum variance estimation problems.
IEEE Trans. **AC-13**, 103, 1968 (No. 1). *B*

A. A. van der Giessen, J. G. Rensen & J. S. van Wieringen: A study of the constitution and freezing behaviour of iron oxide-hydrate gels by means of the Mössbauer effect.
J. inorg. nucl. Chem. **30**, 1739-1744, 1968 (No. 7). *E*

L. Heijne: Ionic conductivity in oxides: experimental problems, survey of existing data.
Mass transport in oxides, Proc. Symp. Gaithersburg, Maryland, 1967 (NBS Special Publ. No. 296, 1968), p. 149-164. *E*

W. Hermann: Internal friction in III-V-compounds below room temperature.
Solid State Comm. **6**, 641-644, 1968 (No. 9). *A*

A. H. Hoekstra (Philips Lighting Division, Eindhoven): The reaction of calcium chlorine apatite with antimony trioxide.
Proc. int. Conf. on Luminescence, Budapest 1966, Vol. 2, p. 1337-1341; 1968.

J. Jackson & A. S. Fruin: Heat transfer to liquid helium from bare and enamelled wires.
Proc. int. Conf. on magnet technology, Oxford 1967, p. 494-495. *M*

H. Jonker, C. J. G. F. Janssen & Th. P. G. W. Thijssens: PD-Photoplating. A new photographic additive printed circuit process.
Photographie und Film in Industrie und Technik, Ber. I. int. Kongress, Köln 1966, p. 249-253; 1968. *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

A. van Katwijk (Institute for Perception Research, Eindhoven): A functional grammar of Dutch number names.
Grammars for number names, editor H. Brandt Corstius, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht 1968, p. 1-8.

J. E. Knowles: The magnetostatic energy associated with a polycrystalline ferrite.
Brit. J. appl. Phys. (J. Physics D), ser. 2, **1**, 987-994, 1968 (No. 8). *M*

K. Lagemann: Ein Vorschlag zur Darstellung asynchron betriebener JK-Flipflops.
Elektron. Rechenanl. **10**, 171-176, 1968 (No. 4). *H*

D. R. Lamb & F. R. Badcock (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): The effect of ambient, temperature and cooling rate, on the surface charge at the silicon/silicon dioxide interface.
Int. J. Electronics **24**, 11-16, 1968 (No. 1).

F. K. Lotgering & R. P. van Stapele: Cation-anion distances in chalcogenide spinels.
Mat. Res. Bull. **3**, 507-511, 1968 (No. 6). *E*

J. C. Mackellar (Mullard Radio Valve Co.): Semiconductor switching techniques and their application to power control.
Semiconductor devices in power engineering, editor J. Seymour, publ. Pitman, London 1968, chap. 3 (p. 63-85).

R. J. Meijer: Der Philips-Stirlingmotor.
Motortechn. Z. **29**, 284-298, 1968 (No. 7). *E*

R. Memming & G. Schwandt: Electrochemical properties of gallium phosphide in aqueous solutions.
Electrochim. Acta **13**, 1299-1310, 1968 (No. 6). *H*

J. Neirynck: La collaboration entre l'industrie et l'Université en matière de recherche.
Rev. MBLE **10**, 105-110, 1967 (No. 3). *B*

J. Neirynck: Predistortion of high-pass filters for the compensation of parasitic capacitances.
Network and switching theory, editor G. Biorci, Academic Press, New York 1968, p. 273-282. *B*

M. Noé: Problèmes d'interconnexion optimale (1re partie).
Rev. MBLE **11**, 1-12, 1968 (No. 1). *B*

C. B. Oliver (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Degradation of evaporated aluminium contacts on silicon planar transistors.
Proc. 1967 Reliability Physics Symp., Los Angeles, p. 209-215; 1968.

W. J. Oosterkamp, A. P. M. van 't Hof, W. J. L. Scheren & P. G. A. Teunissen: New methods for television display of roentgenological information in black and white and in color.
103rd Tech. Conf. SMPTE, Los Angeles 1968, preprint No. 103-114, 8 pp. *E*

A. van Oostrom: Field emission and surface structure.
A survey of phenomena in ionized gases, Int. Atomic Energy Agency, Vienna 1968, p. 291-308. *E*

G. den Ouden: Internal friction of weld metal.
Brit. Welding J. **15**, 436-447, 1968 (No. 9). *E*

R. Perrin: Contribution à l'étude des propriétés photoélectriques du rubidium pur, préparé et conservé dans l'ultravide.
C. R. Acad. Sci. Paris **267B**, 58-60, 1968 (No. 1). *L*

P. J. L. Reijnen: Sintering behaviour and microstructures af aluminates and ferrites with spinel structure with regard to deviation from stoicheiometry.
Science of Ceramics **4**, 169-188, 1968. *E*

C. J. M. Rooymans: The effect of very high pressures on ceramic systems.
Science of Ceramics **4**, 133-149, 1968. *E*

J. M. Stevels: Permitted and forbidden structural units in vitreous systems.
Mat. Res. Bull. **3**, 599-609, 1968 (No. 7). *E*

J. M. Stevels: Struktur und elektrische Eigenschaften von Gläsern.
Haus der Technik - Vortragsveröffentlichungen No. 188, 6-16, 1968. *E*

F. L. H. M. Stumpers, N. van Hurck & J. O. Voorman: A receiver for AM and for single sideband AM with a partially suppressed carrier.
E.B.U. Rev. 108-A, 93-94, 1968. *E*

G. W. Tichelaar & J. G. Verhagen: Woher kommen die Poren beim Schutzgasschweißen unter Mischgas?
Der Praktiker **20**, 132, 1968 (No. 6). *E*

J. Tillack: Gravimetrische Analyse von Halogeniden und Oxidhalogeniden nach der „H-Rohr-Methode".
Z. anal. Chemie **239**, 81-87, 1968 (No. 2). *A*

H. J. L. Trap: Anwendungsbereiche neuerer glasartiger Stoffe in der Elektronik.
Haus der Technik - Vortragsveröffentlichungen No. 188, 64-76, 1968. *E*

H. J. L. Trap: Elektronenleitung in Glas.
Elektro-Anzeiger, Ausg. ges. Industrie, **21**, 317-322, 1968 (No. 15). *E*

C. van Trigt: Asymptotic expansions of the integrated absorptance for simple spectral lines and lines with hyperfine structure and isotope shifts.
J. Opt. Soc. Amer. **58**, 669-678, 1968 (No. 5). *E*

G. Vonk: A new type of compact heat exchanger with a high thermal efficiency.
Adv. cryog. Engng. **13**, 582-589, 1968. *E*

W. L. Wanmaker, J. G. C. M. de Bres & J. W. ter Vrugt (Philips Lighting Division, Eindhoven): Fluorescence of some Ga and In containing alkaline earth orthophosphates.
Proc. int. Conf. on Luminescence, Budapest 1966, Vol. 2, p. 1370-1373; 1968.

W. L. Wanmaker (Philips Lighting Division, Eindhoven), **A. Bril, J. W. ter Vrugt** (Philips L.D.) **& J. Broos** (Philips Electronic Components and Materials Division, Eindhoven): Luminescent properties of europium-activated phosphors of the type $A^{III}B^{V}O_4$.
Proc. int. Conf. on Luminescence, Budapest 1966, Vol. 2, p. 1633-1638; 1968. *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

J. A. Weaver: Machines that read.
Science Journal **4**, No. 10, 66-71, 1968. *M*

K. Weiss: Die Beweglichkeit von Elektronen in AgBr.
Z. phys. Chemie Neue Folge **59**, 242-250, 1968 (No. 5/6). *E*

K. Weiss: Zur Umwandlung der „Tieftemperaturphasen" des AgJ in die α-Modifikation.
Z. phys. Chemie Neue Folge **59**, 318-320, 1968 (No. 5/6). *E*

R. M. G. Wijnhoven: A simple high-speed magnetic access switch matrix.
IEEE Trans. **C-17**, 542-550, 1968 (No. 6). *E*

F. J. Witts & P. W. Whipps: An experimental slow-rate crystal puller for seeded growth from a flux.
J. sci. Instr. (J. Physics E), ser. 2, **1**, 970-971, 1968 (No. 9). *M*

G. Zanmarchi: Free and trapped electron recombination luminescence of the aluminium centre in cubic SiC.
Proc. int. Conf. on Luminescence, Budapest 1966, Vol. 2, p. 1482-1489; 1968. *F*

Inhoud van Electronic Applications **28**, No. 3, 1968:

J. Rozenboom: Diac triggering of thyristors and triacs (p. 85-94).
F. G. Oude Moleman & B. J. M. Overgoor: Preamplifier with FET input for a wide-band oscilloscope (p. 95-98).
P. A. Neeteson: Gateless scalers with J-K flip-flops (p. 99-109).
A. P. F. Zegers: Radio interference due to television receivers (p. 110-124).

Inhoud van Mullard Technical Communications **10**, No. 93, 1968:

F. D. Morten: Infrared detectors and their applications (p. 75-82).
P. R. D. Coleby: Fire alarm system using infrared flame detector (p. 82-86).
P. R. D. Coleby: Simple heat locator using infrared detector (p. 86-88).
R. A. Lockett: Passive intruder alarm using infrared detector (p. 88-90).
P. R. D. Coleby: Radiation thermometer for temperatures greater than 100 °C (p. 91-98).
R. A. Lockett: Room temperature radiation thermometer (p. 98-101).
T. J. Jarratt: Infrared microscope for temperature measurement of small areas (p. 101-107).
M. H. Jervis: Closed circuit infrared television system (p. 108-120).

Inhoud van Mullard Technical Communications **10**, No. 94, 1968:

T. H. Oxley: Germanium microwave diodes for broadband mixer and low level detector applications (p. 122-132).
H. F. Dittrich: Advanced techniques in radio frequency heating generator design (p. 133-134).
H. F. Dittrich: Dielectric heater using half-wave line at 30 MHz (p. 135-145).
D. E. Nightingale: A 400 kHz induction heater of advanced design for powers up to 60 kW (p. 146-149).
D. E. Nightingale: A 300 kHz induction heater of advanced design for powers up to 120 kW/240 kW (p. 150-156).

Inhoud van Valvo Berichte **14**, No. 4, 1968:

P. Gerdsen & F. Weitzsch: Grundlagen für die Weißpunktänderung bei Farbfernsehempfängern (p. 121-135).
H. Achterberg & J. Wölber: Die für eine gute Schirmbildqualität erforderlichen Eigenschaften des PAL-Decoders einschließlich der Verzögerungsleitung, I (p. 137-168).

Jaargang 30, 1969, no. 1 blz. 1-28 Verschenen 28 februari 1969

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!